

KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

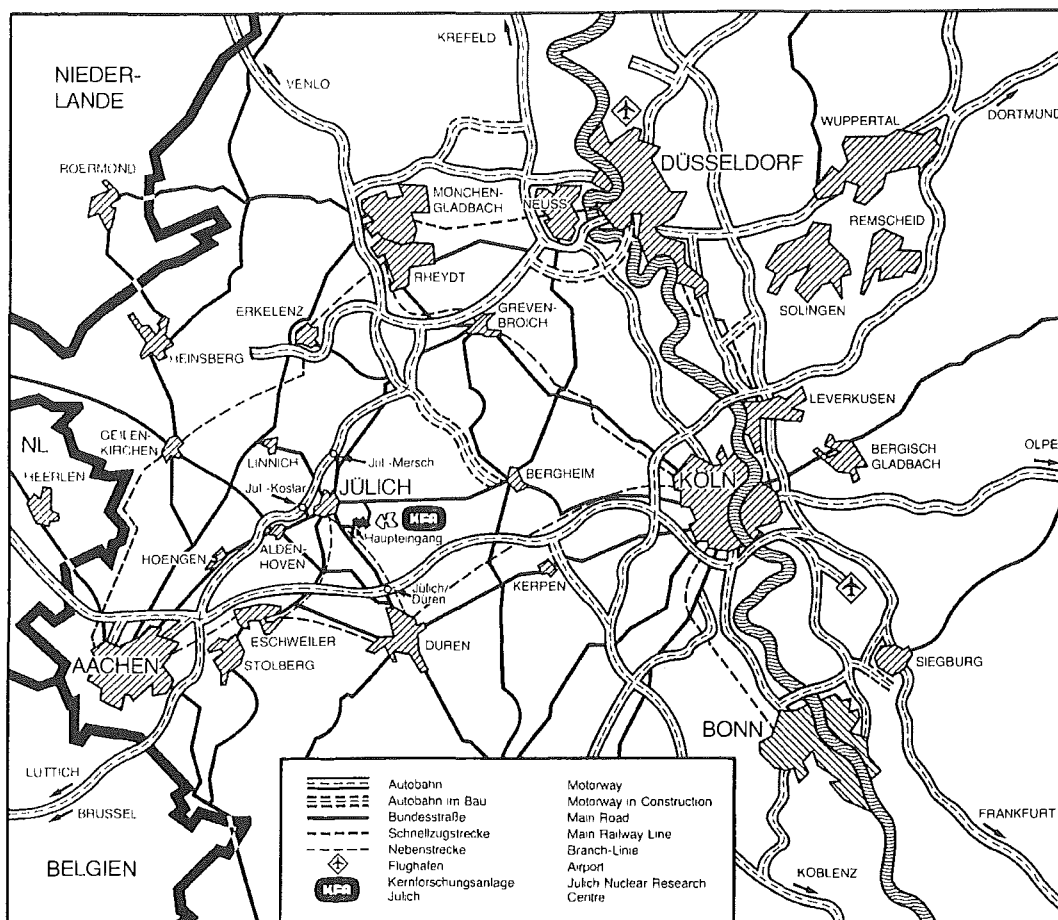
Institut für Kernphysik

Messungen mit dem  
Solenoidspektrometer und Nachweis  
der Schalenmodellstruktur von  
Hochspinzuständen im  $N=79$  Kern  $^{141}\text{Sm}$

von

Hans-Josef Hähn

Jül-Spez-516  
August 1989  
ISSN 0343-7639



Als Manuskript gedruckt

**Spezielle Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 516**

Institut für Kernphysik Jül-Spez-516

D 38 (Diss. Universität Köln)

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH  
Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)  
Telefon: 02461/610 · Telex: 833556-0 kf d

**Messungen mit dem  
Solenoidspektrometer und Nachweis  
der Schalenmodellstruktur von  
Hochspinzuständen im  $N=79$  Kern  $^{141}\text{Sm}$**

von

Hans-Josef Hähn



## Zusammenfassung

Am Zyklotron der KFA - Jülich wurde ein supraleitendes Solenoid-Spektrometer in Betrieb genommen . Es wurde weiterhin ein Verfahren zur Strahlstromnormierung der Spektren entwickelt . Der einwandfreie Betrieb des Solenoidspektrometers in der Linsenmethode konnte anhand einer Testmessung und einer Quelleneichung sichergestellt werden . Ziel der Inbetriebnahme war es , Kerne im Massengebiet des  $^{146}\text{Gd}$  experimentell zu erfassen . Dabei stand insbesondere die Frage nach der Parität von angeregten Niveaus im Vordergrund . Zur Klärung dieser Fragen ist die Messung von Konversionselektronen-Spektren von eminenter Wichtigkeit .

Trotz des experimentell schwierigen Untergrundes einer solchen Messung gelang es , die Spin und Paritätszuordnungen von Niveaus im  $^{141}\text{Sm}$  in der Nähe der Yrast-Linie einwandfrei zu klären . Zur Auswertung wurden  $\gamma$ -Einzelspektren, Konversionselektronen-Spektren ,  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen und Winkelverteilungen herangezogen .

Anhand der nunmehr einwandfreien Zuordnung konnte die Konfiguration der Niveaus in den meisten Fällen geklärt werden . Die hervorragende Übereinstimmung von theoretischen Rechnungen und experimentellen Ergebnissen zeigt , daß es sich bei  $^{141}\text{Sm}$  um einen Kern handelt , der im Bild des empirischen Schalenmodells hervorragend beschreibbar ist . Damit liegen fundamentierte Ergebnisse für einen Kern bei  $N=79$  in der Gegend des doppeltmagischen  $^{146}\text{Gd}$  vor . Die  $N=79$ -Region ist bisher experimentell recht wenig erfaßt . Dazu ergänzende Messungen befanden sich zur Zeit der Niederschrift dieser Arbeit in der Auswertung .

Die Konversionselektronenspektroskopie ist eine Meßmethode , die auf recht elegante Weise die Spin- und Paritätszuordnungen von angeregten Niveaus zugänglich macht und sicherlich auch in Zukunft noch an Attraktivität gewinnen wird .



# Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Apparative Beschreibung und Funktionsprinzip	
2.1 Mechanischer Aufbau	4
2.2 Funktionsprinzip " Linsenmethode "	8
2.3 Das $\delta$ - Elektronen Problem	16
2.4 Funktionsprinzip "Rückstoß-Schatten-Methode"	18
2.5 Meßtechnischer Aufbau und Konsequenzen	21
3. Meßmethode	
3.1 Einiges zu den Messgrößen	27
3.2 Normierung und Interface	29
3.3 Ansprechwahrscheinlichkeit und Testmessung	34
4. Durchführung der Messung	
4.1 Meßwerterfassung und Aufbau	40
4.2 Auswertung der Messung	48
4.3 Fehlerdiskussion	55
5. Experimentelle Ergebnisse	
5.1 Darstellung der Ergebnisse	58
5.2 Diskussion der Ergebnisse	62
6. Kernphysikalische Interpretation	68

Literaturverzeichnis	91
----------------------	----

Danksagung





# 1. Einleitung

Vieldetektorsysteme wie OSIRIS und ESSA30 liefern heute hochwertige Spektren, die es ermöglichen, Hochspinzustände mit einer bisher nicht gekannten Präzision und Nachweiswahrscheinlichkeit zu untersuchen. Oft bleibt jedoch die detaillierte Strukturinterpretation des Kerns versagt, da die Paritäten der Niveaus mit diesen Daten nicht sicher erfaßt werden können. Daher gewinnt die Notwendigkeit der Messung von Konversionselektronenspektren zunehmend an Aktualität. Konversionselektronenspektroskopie ist eine wichtige und nützliche Methode, Multipolaritäten von  $\gamma$ -Übergängen zu bestimmen. Sehr niederenergetische Übergänge und E0-Strahlung können grundsätzlich nur durch  $e^-$ -Messungen beobachtet werden.

Technisch gesehen sind solche Messungen viel aufwendiger als  $\gamma$ -Messungen, da sie als Grundvoraussetzung ein besseres Experimentier-Vakuum und ein Magnetfeld benötigen. Weiterhin sind die Anforderungen an das Target viel kritischer. Elektronenspektren weisen zwar keinen Compton-Untergrund auf, jedoch verursachen Rückstreuung am Detektor und Absorption im Target eine starke Energieabhängigkeit der Linienform, die wesentlich stärker als bei  $\gamma$ -Spektren ist. Darüberhinaus ist das  $e^-$ -Spektrum durch die Konversion in den verschiedenen Atomschalen wesentlich linienreicher, wodurch die Analyse erschwert wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde am Jülicher Zyklotron JULIC ein supraleitendes Solenoidspektrometer für "in-beam"-Messungen in Betrieb genommen. Dazu wurden umfangreiche Test und Eichmessungen durchgeführt. Mit diesem Spektrometer kann grundsätzlich auf zwei verschiedene Arten gemessen werden. Zum einen mit der "Linsenmethode" zum anderen mit der "Rückstoßschattenmethode". Die erste Meßmethode erlaubt die Spektroskopie von Elektronen im Energiebereich  $>150$  keV. Die zweite ermöglicht die Beobachtung von Energien im niederenergetischen Bereich bis ca. 30 keV bei gleichzeitiger Unterdrückung des  $\delta$ -Elektronen-Untergrundes. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf die erste Inbetriebnahme des Solenoid-

spektrometers mit der sogenannten Linsenmethode, da diese bei der Durchführung des Experiments benutzt wurde. Es wurden jedoch weitere Experimente, die im Rahmen der Arbeit genauer erklärt werden, mit der Rückstoßschatten-Methode durchgeführt, die hier nur zur Verdeutlichung der Anwendungsmöglichkeiten eines Spektrometers dieser Art dargestellt werden sollen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, nach Inbetriebnahme des Spektrometers, die Struktur der Hochspin-Anregungen im sehr neutronenarmen ( $N=79$ ) Kern  $^{141}\text{Sm}$  aufzuklären. Die  $N=79$  Isotone im Bereich von  $^{146}\text{Gd}$  mit 3 Löchern in der  $N=82$  Schale, sind bisher nur sehr wenig erforscht. Von besonderem Interesse ist hier die Aufklärung der Natur der Yrast-Anregungen. Für sphärische Kerne würde man ähnlich wie in den  $(N=85)$ -3-Valenzteilchen-Kernen Yrast-Zustände mit ausgerichteten Multinukleonen-Anregungen erwarten. Es war bisher nicht möglich, solche Zustände bei  $N=79$  quantitativ zu charakterisieren. Vielmehr werden auch in der neueren Literatur die Yrast-Zustände in dieser Gegend als Rotationsanregungen eines triaxialen Rotors interpretiert. Da am Jülicher Zyklotron die minimale Projektilenergie ca. 25 MeV/u beträgt, kamen als Projektile nur leichte Ionen in Betracht. Innerhalb dieser Möglichkeiten sind  $\alpha$ -Reaktionen vorzuziehen, da einerseits Protonen und Deuteronen zu wenig Drehimpuls liefern, zum anderen ist die Bevölkerung der Yrast-Zustände durch  $^3\text{He}$  nicht so selektiv. Die Energie der  $\alpha$ -Teilchen mußte jedoch degradiert werden, was zusätzliche experimentelle Schwierigkeiten verursachte. Der Produktionsquerschnitt des  $(\alpha, \text{Sn}) N=79$  Endkerns aus  $\alpha + ^{142}\text{Nd}$  ist wesentlich höher als bei  $\alpha + ^{144}\text{Sm}$ . Daher wurde das  $^{142}\text{Nd}$  Target ausgewählt, womit der Ausgangskanal  $^{141}\text{Sm}$  festgelegt war.

Trotz der bereits geschilderten Schwierigkeiten gelang es im  $^{141}\text{Sm}$  Hochspinzustände im Gebiet der Yrast-Linie bis ca. 4.5 MeV und  $I = 33/2$  anzuregen und Spin und Parität eindeutig festzulegen. Es wurde bewiesen, daß der  $^{141}\text{Sm}$  Kern im Rahmen des empirischen Schalenmodells gut beschrieben werden kann. Die theoretische Analyse ermöglichte es, ausgewählte

$^{141}\text{Sm}$  Yrast-Zustände bis zu  $I=31/2$  als drei und fünf- Nukleonenanregungen zu charakterisieren. Die Anregungsenergien solcher Zustände lassen sich im Rahmen des Schalenmodells mit hoher Genauigkeit aus den gemessenen Energien der in Nachbarkernen identifizierten, einfacheren ein, zwei, oder drei-Teilchenkonfigurationen vorhersagen. Solche Schalenmodellanalysen sind deshalb besonders attraktiv, weil sie keine freien Parameter enthalten. Theoretisch vorausgesetzt wird nur, daß die Zustandsenergien vollständig bestimmt sind durch die Einteilchen-Energien und durch die Zwei-Nukleonen-Wechselwirkungen. Dieses wird im sechsten Teil der Arbeit ausführlich diskutiert.

## 2. Apparative Beschreibung und Funktionsprinzip

### 2.1 Mechanischer Aufbau

Der Aufbau des supraleitenden Solenoid-Spektrometers ist schematisch in Figur 2.1 dargestellt und ist damit ähnlich den Spektrometern, die bereits in der Literatur (PAS 85 ,STÖ 84) beschrieben worden sind.

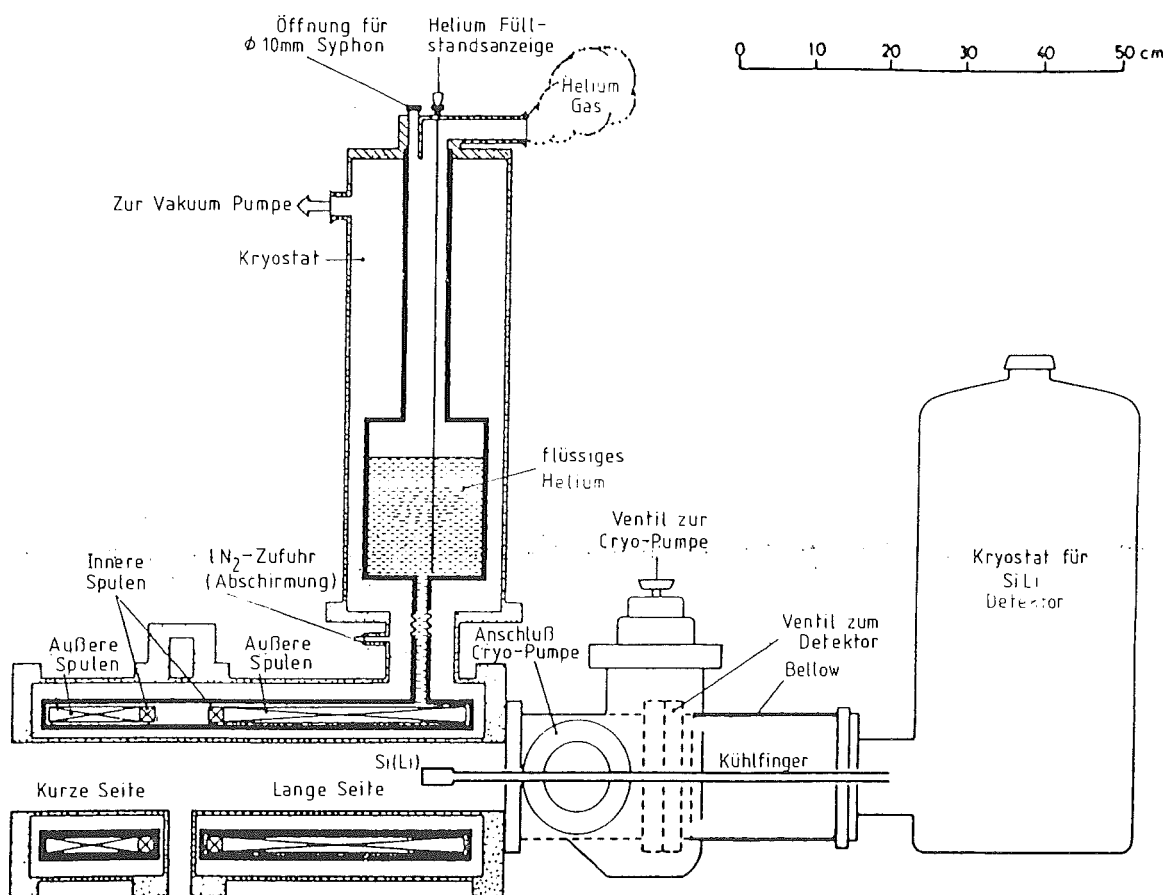


Fig.: 2.1 Schematischer Aufbau des Solenoid-Spektrometers

Es besteht im wesentlichen aus 2 Solenoidspulen und einem Si(Li)-Detektor, der mit flüssigem Stickstoff gekühlt ist. Die Flächennormale des Si(Li)-Detektors

liegt in Richtung der Symmetrieachse des Solenoid-Spektrometers . Die zylindrische Vakuumkammer liegt senkrecht zur Strahlrichtung der Projektile und hat einen Innendurchmesser von 85 mm und eine Länge von 650 mm.

Das Spulensystem wird mit Hilfe von flüssigem He gekühlt . Das He - Reservoir faßt ca. 3 l He . Die He-gekühlten Sektionen sind ( zur Wärmeabschirmung ) von einem dünnen Aluminium-Blech umgeben, das wiederum durch einen kontinuierlichen Durchfluß von flüssigem N<sub>2</sub> gekühlt wird. Die Spulenwicklungen sind aus NiTi und gehen unter He Kühlung in den supraleitenden Zustand über. So ist es möglich, bei verhältnismäßig geringem Energieverbrauch Feldstärken bis ca. 2 Tesla zu erreichen, da das Gesamtvolumen des Spektrometers klein gehalten werden kann. Der Temperaturzustand des Spektrometers wird während der Kühlprozedur, die gewöhnlich 6 Stunden in Anspruch nimmt , mit Thermoelementen kontrolliert, die über eine 4-Punkt-Messung abgelesen werden können. Die Thermoelemente sind an der langen, der kurzen Seite und dem Reservoir befestigt. Die kurze Seite wird dabei nur durch Wärmeleitung von der langen Seite her gekühlt. Der Temperaturverlauf über der Zeit ist in Figur 2.2 dargestellt.

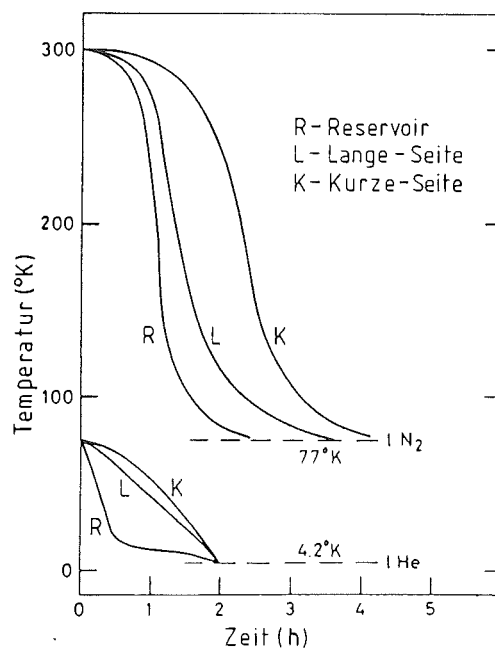


Fig. 2.2 : Temperaturverlauf bei der Kühlung des Solenoid-Spektrometers  
und Lage der Thermoelemente ( CRY 79 )

Eine Füllung mit flüssigem He ( ca. 3 l ) hält die Solenoid-Spulen ca. 6 - 8 Stunden im supraleitenden Zustand , je nach dem ob ein Feld angelegt ist, oder nicht. Das Innere des Solenoid-Spektrometers ist cryogepumpt ( $2 \cdot 10^{-7}$  bar). Target und Detektor befinden sich in separaten Teilen des Spektrometers, die gegen das Kammervakuum verriegelt werden können. Dies bringt zum einen den Vorteil, daß Arbeiten an der Kammer durchgeführt werden können, ohne das Target der Luft auszusetzen bzw. den Detektor aufzuwärmen ( Öl auf der Oberfläche ) , zum anderen ist ein Targetwechsel ohne Beeinträchtigung des Kammervakuums möglich. Die inneren und äußeren Spulen des Spektrometers können auf verschiedene Arten angeschlossen werden. Hier wurden sie jedoch derart betrieben, daß sie ein homogenes Feld erzeugten. Figur 2.3 zeigt das axiale Magnetfeld , gemessen mit einer Hallsonde.

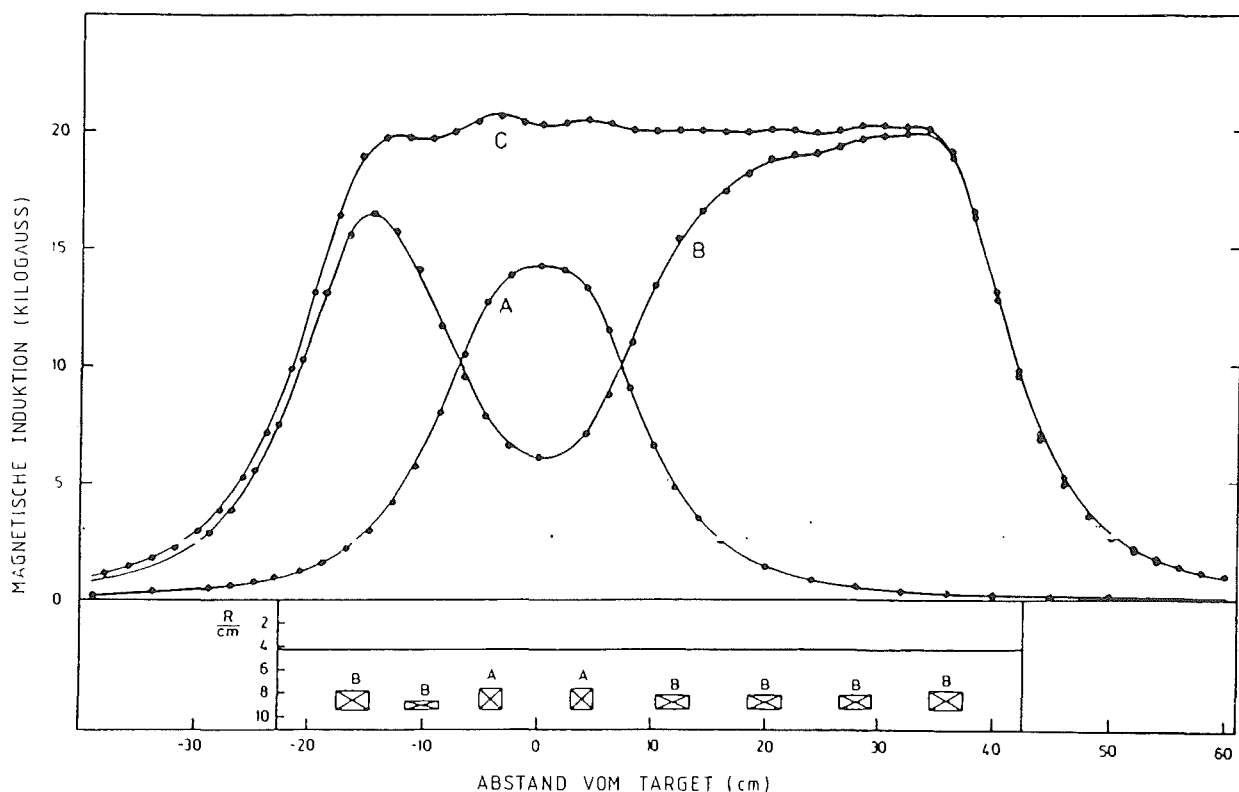


Fig. 2.3 : Axiales Magnetfeld für verschiedene Anschlußmöglichkeiten der Spulen. Der Solenoidschnitt ist unter der Feldform dargestellt. Die Spulen des Solenoid-Spektrometers sind eisenfrei. Daher verbleibt bei Abschaltung des Magneten keine Remanenz ( ERC 82 ) .

Der Si(Li) - Detektor der Firma Schlumberger ist auf einen Kühlfinger montiert, der sich auf der Temperatur von flüssigem Stickstoff befindet . Der Detektor hat eine Oberfläche von 300 mm<sup>2</sup> und ist 3 mm dick. Er kann auf der Achse in weiten Grenzen verschoben werden. Die Si(Li) - Detektoren werden üblicherweise kalt gelagert. 3 Tage vor Beginn des Experimentes werden sie aufgewärmt und im Hochvakuum aufbewahrt um die empfindliche Oberfläche von kondensierten Oelresten zu reinigen. Die Auflösung beträgt etwa 1.2 keV bei 300 keV und 1.8 keV bei 1000 keV . Bei den hier durchgeführten Messungen konnte kein Einfluß des magnetischen Feldes auf die Auflösung des Si(Li)-Detektors beobachtet werden. ( GUT 84 )

## 2.2 Funktionsprinzip der "Linsenmethode"

Bei der Konversionselektronenspektroskopie werden Elektronenlinien, d.h. Übergänge zwischen diskreten Kernniveaus beobachtet. Komplikationen gibt es grundsätzlich durch kontinuierlichen Untergrund und das begrenzte Auflösungsvermögen. Der Durchgang des Strahls durch das Target löst einen gravierenden  $\delta$ -Elektronen-Untergrund aus, dessen Abzug teilweise schwierig ist. Dopplerverbreiterung der Linien durch Elektronenemission im Fluge bewirkt Probleme mit dem Auflösungsvermögen. Um die Wirkungsweise eines Magnetspektrometers zu verstehen, sei zu Beginn daran erinnert, daß in einem homogenen Magnetfeld die Elektronen nach einer Umlaufperiode auf die Feldlinie zurückkehren, von der sie ursprünglich starteten. Der Entstehungsort der Elektronen liegt aber auf der Symmetrieachse des Magnetfeldes. Daraus folgt, daß die Elektronen grundsätzlich Bahnen gemäß Figur 2.4 beschreiben.

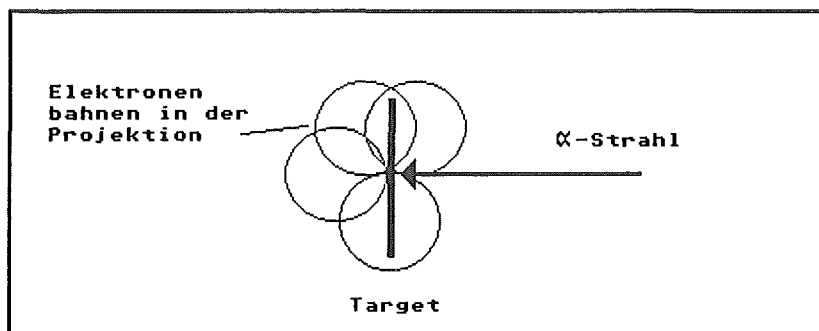


Fig. 2.4 : Schematische Darstellung der Projektion der Elektronenbahnen.

Die Z-Achse ist die Symmetrieachse des Solenoid-Spektrometers und steht senkrecht auf der Bildebene



Der Rotationsmittelpunkt einer Elektronenbahn ist nicht die Symmetrieachse des Solenoid-Spektrometers. In einem homogenen Feld bewegen sich die Elektronen auf Spiralbahnen mit einer konstanten Geschwindigkeitskomponente ( vgl. Fig. 2.5 )

$$V_z = |\bar{V}| \cdot \cos \Theta \quad \text{Gl. 2.1}$$

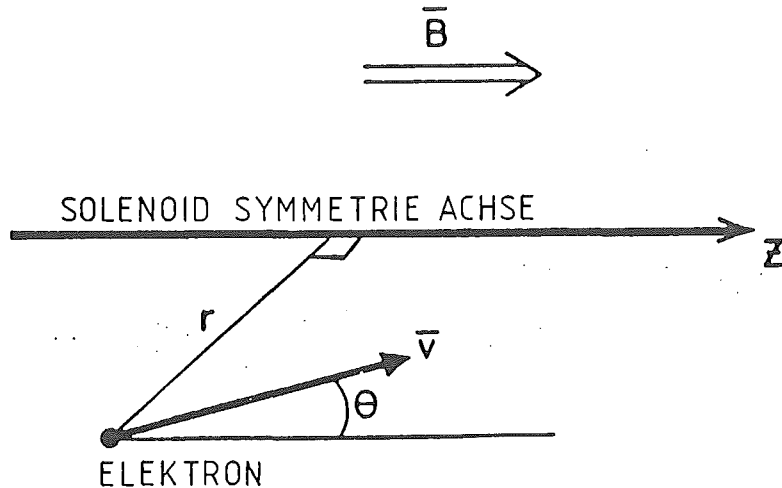


Fig. 2.5 : Bewegung eines Elektrons im magnetischen Feld  $B$ . Der Abstand  $r$  ist dabei senkrecht auf der Solenoid Achse ( GUT 84 )

Der Orbitradius ist gegeben durch

$$\rho = \frac{(B\rho)_E}{B} \sin \Theta \quad \text{Gl. 2.2}$$

Der  $B\rho$  - Wert der Elektronen mit kinetischer Energie  $E$  beträgt :

$$(B\rho)_E = 0.3334 \sqrt{2 (m c^2) E + E^2} \quad \text{Gl. 2.3}$$

wobei  $B$  in [ Tcm ] und  $E$  in [ MeV ] angegeben wird.

Um das Verhalten der Elektronen zu charakterisieren seien einige Spezialfälle erläutert. Fig. 2.5 bis 2.7 stellt 3 spezielle Elektronenbahnen dar, die unter unterschiedlichen Winkeln das Target verlassen. Der Winkel  $\Theta$  und die Energie der Teilchen sei dabei gleich.

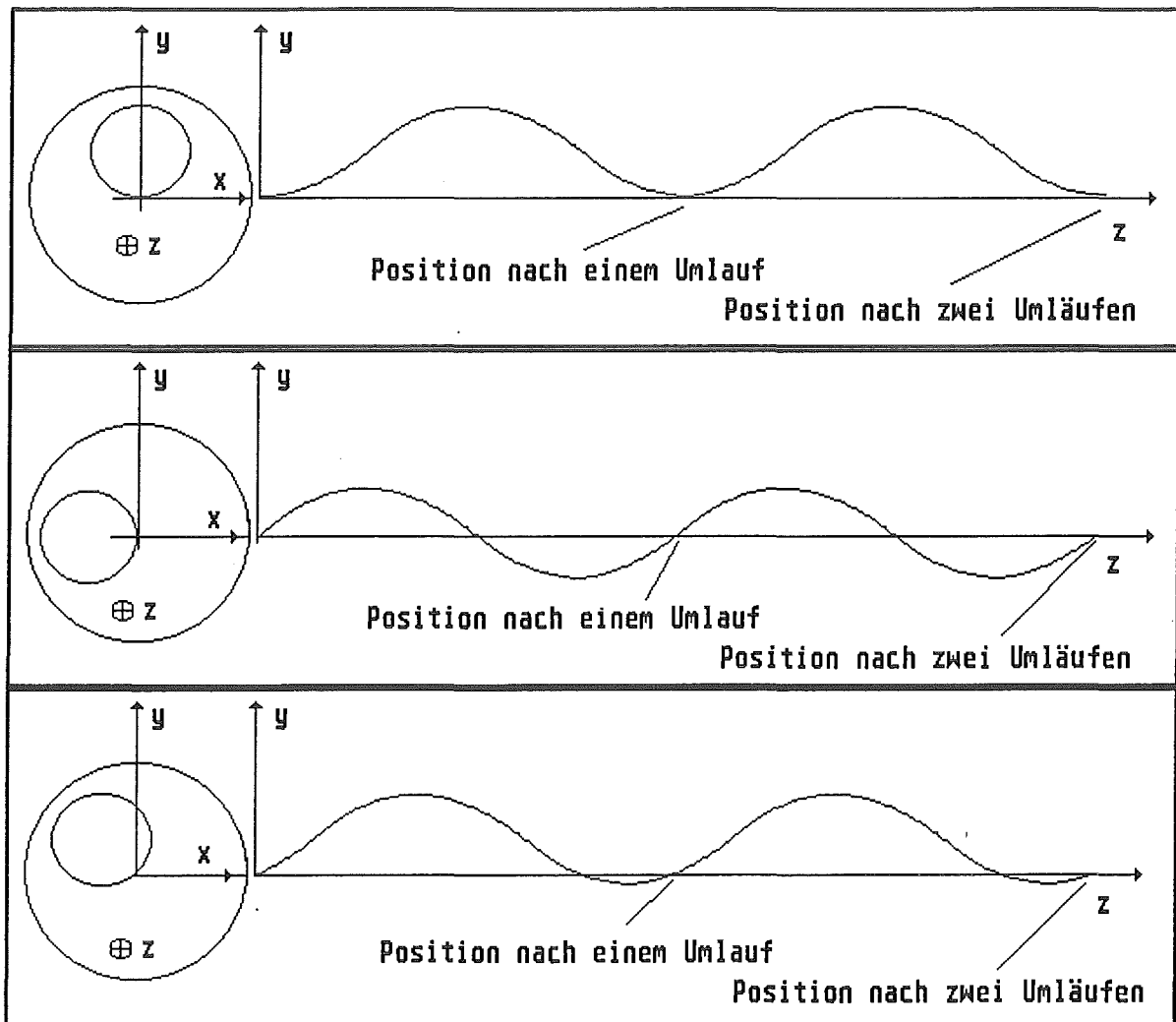


Fig. 2.5 - 2.7 : Bahn eines speziellen Elektrons. Dargestellt ist dabei im linken Teil die Projektion in der x-y-Ebene. Die Z-Achse ist die Symmetrie-Achse des Spektrometers und steht senkrecht auf dem linken Teil des Bildes, im rechten Teil liegt sie jedoch in der Bildebene. Der Strahl liegt in Richtung der negativen x-Achse. Zur Erläuterung sind jeweils die Positionen der Elektronen nach 1 bzw. 2 Umläufen eingezeichnet.

Zur Verdeutlichung sind in Fig.2.8 noch einmal alle 3 Spezialfälle zusammengefaßt. Läßt man nun weitere Elektronenbahnen, die eine Kombination der Fälle oben darstellen zu, so gewinnt das Bild schnell an Komplexität.

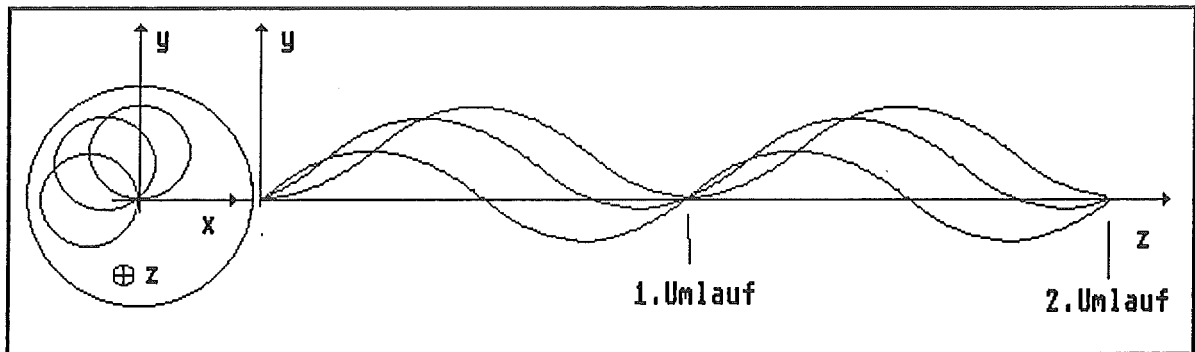


Fig. 2.8 Zusammenfassung der 3 Spezialfälle von oben. Die Elektronen kehren nach jeweils einem Umlauf wieder auf die Feldlinie zurück auf der sie entstanden sind.

Daher geht man üblicherweise dazu über, den Abstand  $R$  eines Elektrons von der Symmetrie-Achse darzustellen ( SIE 66 ). Dies ist in Fig. 2.9 getan. Dort stellt eine Kurve die Schar aller Elektronen mit gleichem Winkel  $\Theta$  dar. Weitere Kurven sind eingezeichnet um die Energieabhängigkeit zu verdeutlichen.

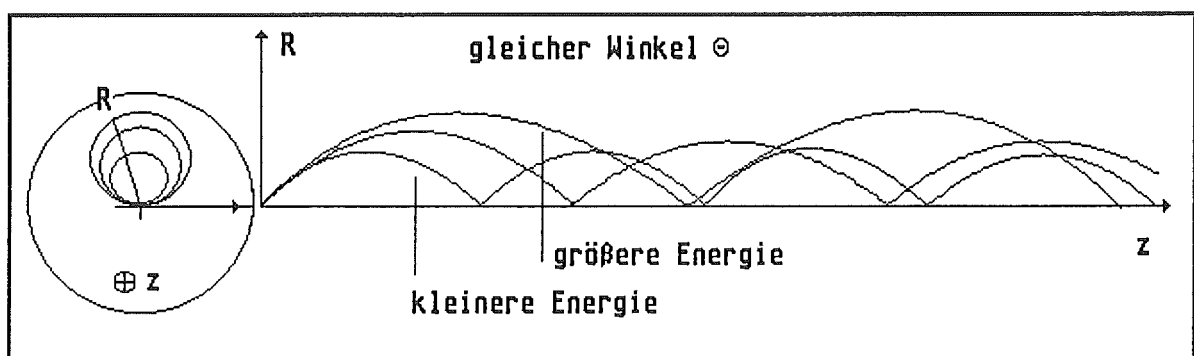


Fig. 2.9 Der Abstand  $R$  eines Elektrons von der  $Z$ -Achse in Abhängigkeit von der Energie bei gleichem Winkel  $\Theta$ . Die scheinbare Änderung der Periodizität, wie sie Fig. 2.8 nahelegt ist, nicht gegeben. Erwartungsgemäß ist nach jeweils einem Umlauf des Elektrones der Abstand zur Symmetrieachse  $R=0$ .

Hält man nun die Energie fest und wählt verschiedene Winkel  $\Theta$  , so gelangt man zu Fig. 2.10 .

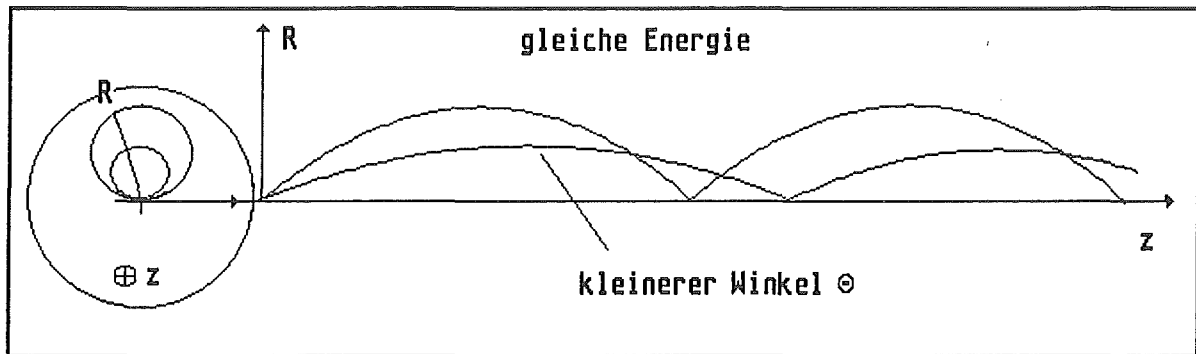


Fig. 2.10 : Verhalten des Abstandes R von der Symmetrieachse bei gleicher Energie jedoch unterschiedlichem Winkel  $\Theta$  .

Alle möglichen Elektronenbahnen lassen sich nun aus der Kombination der Fig. 2.9 bzw. 2.10 konstruieren.

An dieser Stelle führt man nun 2 Modifikationen ein ( Fig. 2.11 ).

Im vorderen Bereich ( Targetnähe ) wird der Winkel  $\Theta$  durch eine Blende auf Werte  $\Theta < 35^\circ$  beschnitten. Bleieinsätze auf der Symmetrieachse des Blendensystems definieren einerseits  $\Theta > 10^\circ$  ( vergl. Fig. 2.10 ) andererseits wird  $\gamma$ -Strahlung vom Target abgeschirmt, so daß sie nicht in den Si-Li-Detektor gelangen kann. In Fig. 2.11 sind nun einige berechnete Trajektorien eingezeichnet. Mit Hilfe der Fig. 2.9 erkennt man, daß die Mittelblende Energiebereiche begrenzt, so daß das Linsensystem nur für eine Energie maximale Transmission hat. Für eine benachbarte Energie  $E + \Delta E$  liegt reduzierte Transmission vor . Im targetnahen Bereich ist weiterhin ein " Turbinenrad" montiert, das Positronen mit entgegengesetzter Heliosität abfängt. Die Blende in Detektornähe ist im Grunde nicht notwendig, sie wird jedoch benutzt, um "verirrte" Elektronen auszublenden. Dies ist offenbar, wenn man die geometrische Apertur von  $8.3 \% \cdot 4\pi$  mit der tatsächlichen Transmission (Fig. 2.15

) von  $3.2 \% \cdot 4\pi$  vergleicht. Der Si(Li)-Detektor wird so positioniert, daß er im Schwerpunkt der fokussierten Elektronenbahnen liegt. Diese Betriebsart heißt Linsenmethode.

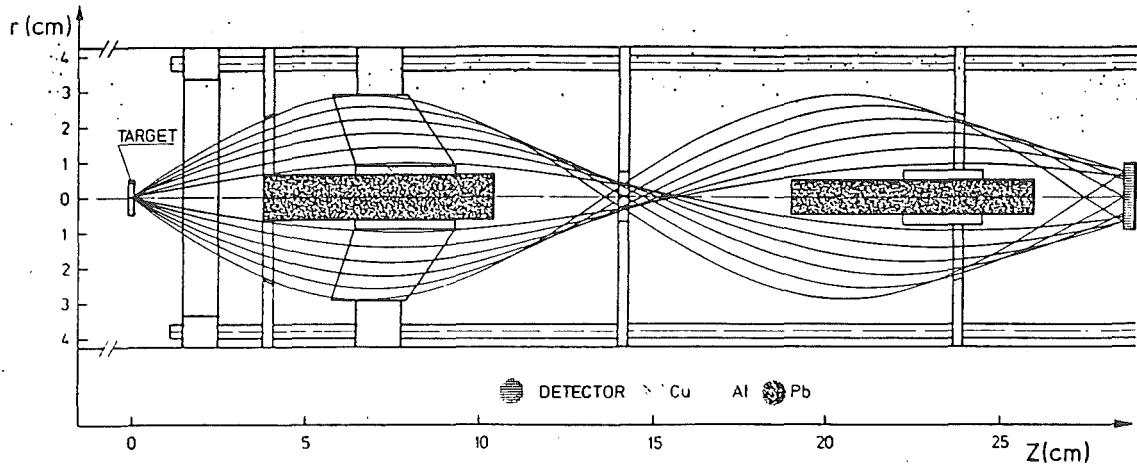


Fig. 2.11 : " Linsensystem " zur Unterdrückung der  $\gamma$ -Strahlung und zur Verhinderung der Dopplerverbreiterung ( ERC 82 )

Das hier vorliegende Spektrometer akzeptiert also  $10^\circ < \Theta < 35^\circ$ . Dadurch wird die Dopplerverbreiterung der Linien klein gehalten. Da wie bereits erwähnt die Transmission nur für eine Energie ( bei konstantem Strom ) maximal ist, sollte man den Verlauf der Transmission gemäß Figur 2.12 erwarten, der auch der Realität ( Fig. 2.13 ) entspricht.

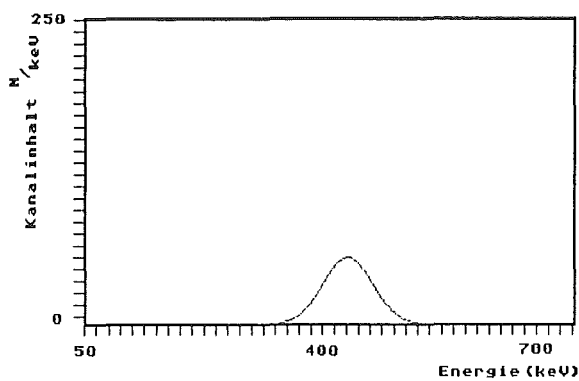


Fig. 2.12 : Schematische Darstellung der Transmission bei konstantem Strom in der Spule.

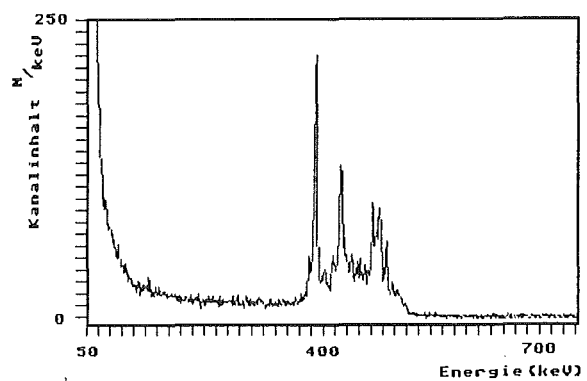


Fig. 2.13 : Gemessenes Spektrum eines einzelnen Fensters

Durch Variation von  $B$  in Gleichung 2.3 ist leicht einzusehen, daß sich das Energiespektrum "durchfahren" läßt. Dabei ist jedoch  $\Delta p/p$  konstant. Das heißt im Energiespektrum ist das Energiefenster bei kleinen Energien schmal, bei großen Energien breit. Es folgt also, daß ein Spektrum aus der Addition von vielen einzelnen Fenstern resultiert. Üblicherweise nimmt man nun ein Spektrum so auf, daß man den Strom im Spektrometer proportional zur Zeit erhöht (Sweepen) und damit die Position des Fensters kontinuierlich verschiebt.

$$I \sim T$$

Experimentell geschieht dies durch eine externe Ansteuerung des Netzgerätes mit einem Rampengenerator.

Aus dem gewonnenen Spektrum einer Quelle ( $^{152}\text{Eu}$  etc) läßt sich dann die Ansprechwahrscheinlichkeit des Elektronentransportsystems bestimmen. Diese ist in Figur 2.14 dargestellt.

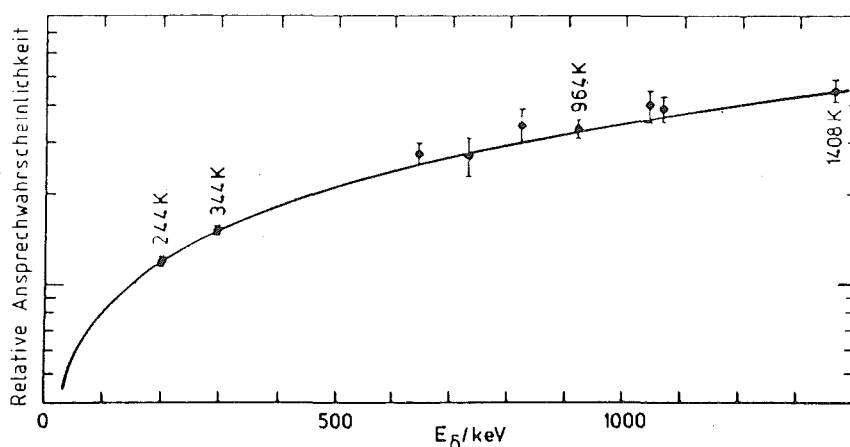


Fig. 2.14 : Darstellung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Gesamtsystems im "Sweep-Mode"

Figur 2.14 ist bereits die Gesamt-Ansprechwahrscheinlichkeit des Transportsystems, die die Ansprechwahrscheinlichkeit des Si(Li)-Detektors beinhaltet. Diese kann jedoch in erster Näherung bei  $E_e < 1500$  keV als konstant angenommen werden. Zur Messung der Impulsauflösung und Transmission wurde eine intensitätsgeichete  $^{137}\text{Cs}$  Quelle verwandt. Die integrierte Zählrate der 662 keV K-Konversionslinie wird dazu gegen den Strom im Spektrometer aufgetragen

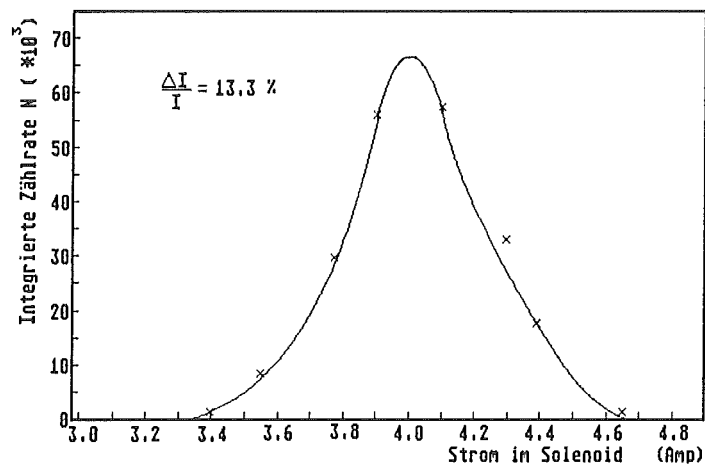


Fig. 2.15 : Darstellung der Transmissions-Kurve des Gesamtsystems

(Fig. 2.15 ). Die resultierende Auflösung  $\frac{\Delta I}{I}$  entspricht der Impulsauflösung  $\frac{\Delta p}{p}$ . Weiterhin läßt sich die Transmission an Hand der Formel

$$T = \frac{N_{e^-}}{t \cdot A \cdot I_{\gamma} \cdot \alpha_k}$$

berechnen.

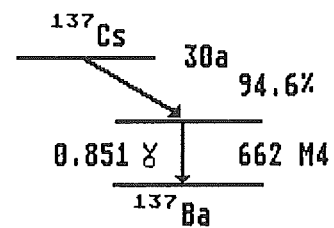
$N_{e^-}$  = integrierte Zählrate der Elektronenlinie

$t$  = Meßzeit

$A$  = Aktivität der Quelle

$I_{\gamma}$  = Gammaintensität (Quanten/Zerfall)

$\alpha_k$  = Konversionskoeffizient



Zur Optimierung der Transmission und der Impulsauflösung wurden einerseits der Abstand des Detektors zum Linsensystem variiert, andererseits die Position des Linsensystems zum Targetort justiert. Die resultierende Impulsauflösung beträgt

$$\frac{\Delta p}{p} = 13.3 \%$$

Die Transmission des Spektrometers liegt bei  $T = 3.2 \% \cdot 4\pi$ . Im Vergleich dazu ist die geometrische Apertur  $8.3 \% \cdot 4\pi$ .

## 2.3 Das $\delta$ - Elektronen Problem

Bei kernphysikalischen Experimenten wie sie im Rahmen dieser Arbeit beschrieben werden, trifft der Projektilstrahl auf ein Target. Bei den Stößen zwischen Projektilatomen und den Targetatomen kommt es bereits bei Stoßparametern  $b \approx 1 \text{ \AA}$  zu  $\delta$  - Elektronenemission. Die dabei auftretenden Wirkungsquerschnitte liegen in der Größenordnung von  $10^8$  barn. Ein Energieübertrag  $\Delta E$  an ein Elektron der Bindungsenergie  $E_B$  kann bei Vernachlässigung von relativistischen Effekten zu

$$\Delta E = 2 \cdot \sqrt{2m_0 |E_B|} \cdot v$$

abgeschätzt werden. Dabei ist  $v$  die Geschwindigkeit des einlaufenden Ions. Bei einer Bindungsenergie von  $E_B = 1 \text{ keV}$  und  $v/c = 0.1$  ist die kinetische Energie des  $\delta$ -Elektrons

$$E_{\text{kin}} = \Delta E - |E_B| = 5.4 \text{ keV}$$

In Wirklichkeit weisen die emittierten  $\delta$ -Elektronen natürlich entsprechend der Impulsverteilung der Elektronen im Atom ein kontinuierliches Spektrum auf, dessen Energien weit höher als der oben abgeschätzte Wert ist. In Figur 2.16 ist das nach der BEA (binary encounter approximation) erwartete



$\delta$ -Elektronenspektrum gezeigt ( FOL 74 ) , wenn  $^{208}\text{Pb}$  mit  $^{16}\text{O}$  Projektilen der Energie von 90 MeV beschossen wird . Dieser energiedifferentielle Wir-

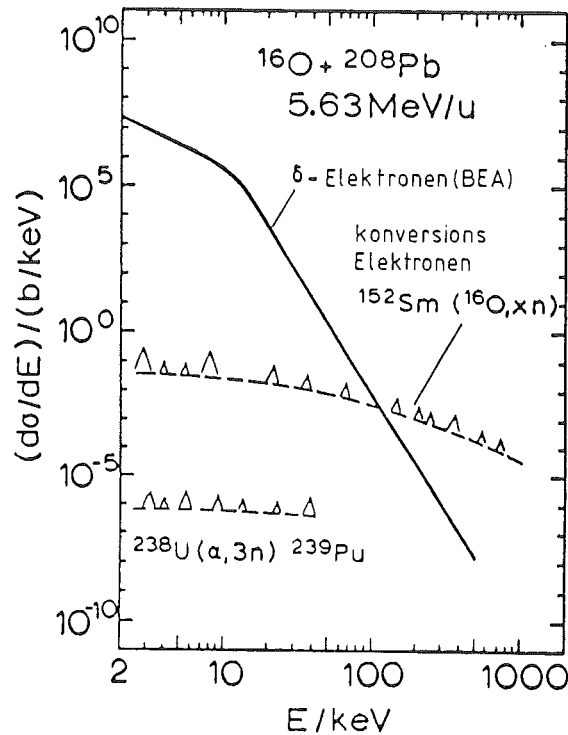


Fig. 2.16 : Darstellung des  $\delta$ -Elektronenspektrums, das beim Beschuß von  $^{208}\text{Pb}$  mit  $^{16}\text{O}$  einer Energie von 5.64 MeV/u nach der BEA berechnet wurde (FOL 74). Zum Vergleich sind schematische Konversionselektronenspektren nach  $^{152}\text{Sm}(^{16}\text{O},xn)$  Reaktionen eingezeichnet.

kungsquerschnitt skaliert entsprechend

$$\left. \frac{d\sigma}{dE} (E_1) \right|_{Z_1 M_1} = Z_1^2 \left. \frac{d\sigma}{dE} \left( \frac{E_1}{M_1} \right) \right|_{\text{Proton}} ,$$

ist also beim Beschuß mit  $\alpha$  - Teilchen der Energie 22.5 MeV nur einen Faktor 16 kleiner . Man erkennt , daß erst oberhalb von  $\sim 100$  keV der  $\delta$  -

Elektronen - Untergrund vernachlässigbar wird . Unterhalb einer Energie von 40 keV überwiegt der  $\delta$  - Elektronenuntergrund um mehrere Größenordnungen und macht die Spektroskopie scheinbar unmöglich . Bei genaueren Betrachtungen stellt sich jedoch heraus , daß es möglich ist , zwischen Konversionselektronen und  $\delta$  - Elektronen zu unterscheiden . Die  $\delta$  - Elektronen entstehen praktisch prompt beim Stoßprozeß , während die Konversionselektronen häufig erst nach einer Zeit von einigen 100 ps emittiert werden . Diese Zeitdifferenz ermöglicht die Anwendung der Rückstoßschatten-Methode (LAG 88,BAC 80) bei der die prompt emittierten Elektronen ausgeblendet werden und die verzögert vom Rückstoßkern im Fluge emittierten Konversionselektronen nachgewiesen werden .

## 2.4 Die Rückstoß - Schatten - Methode

Figur 2.17 stellt das Prinzip der Rückstoßschattenmethode dar . Sie nutzt aus , daß die Emission von Konversionselektronen der Rückstoßkerne räumlich separiert vom Target selbst erfolgt, in dem die prompten  $\delta$  - Elektronen

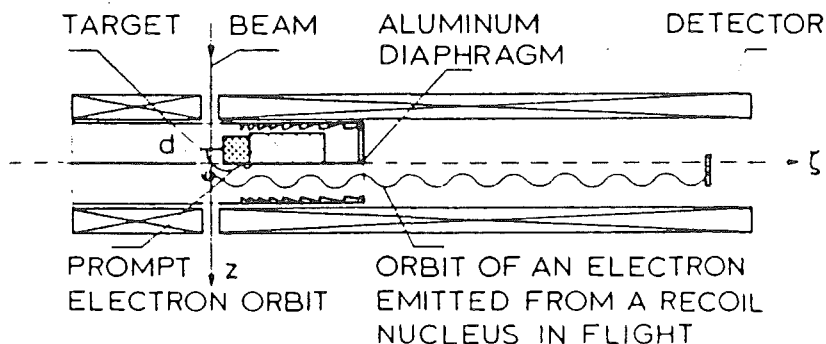


Fig. 2.17 : Schematische Darstellung der Rückstoßschattenmethode

( Fig. wurde der Literatur ( BAC 78 ) entnommen.

entspringen. Der wesentliche Teil ist ein Aluminium Halbzylinder, dessen Symmetrieachse mit derjenigen des Solenoid-Spektrometers zusammenfällt. Auf diese Weise wird der Teil des Spektrometers geschlossen, in dem sich das Target befindet. Elektronen, die direkt am Targetort emittiert werden können nicht in den Detektor gelangen, weil sie in jedem Falle mit dem Längsblendensystem kollidieren. Im Gegensatz dazu haben Elektronen, die von Rückstoßkernen im "offenen" Bereich des Solenoid-Spektrometers emittiert werden, eine gute Nachweiswahrscheinlichkeit. Wie gut mit dieser Rückstoßschattenmethode der  $\delta$ -Elektronenuntergrund unterdrückt werden kann, soll anhand des in Figur 2.18 dargestellten Konversionselektronenspektrums erklärt werden. Dieses Spektrum wurde nach der  $^{144}\text{Sm}(p, xn)$ -

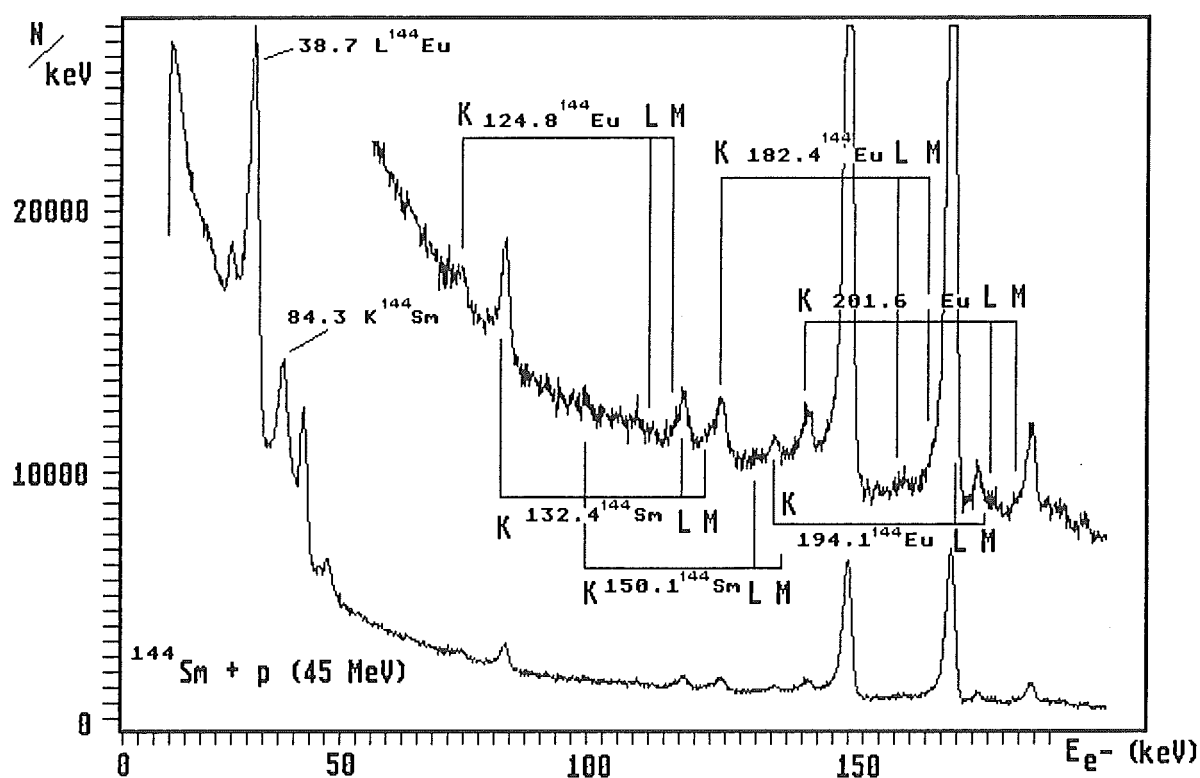


Fig. 2.18 : Ein mit der Rückstoßschattenmethode aufgenommenes Konversionselektronenspektrum. Das Target befand sich dabei 1.5 mm im Schattenbereich.

Reaktion bei einer Strahlenergie von  $E_p = 45 \text{ MeV}$  aufgenommen . Das Target befand sich 1.5 mm hinter dem Längsblendensystem im Schattenbereich. Die Massenbelegung betrug etwa  $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  . Die Energie der Rückstoßkerne lag bei etwa 1.3 MeV . Die Geschwindigkeit war etwa  $v_r \simeq 2 \text{ mm}/\text{ns}$  . Der Unterdrückungsfaktor wurde bei ca. 30 keV zu mehr als  $10^5$  abgeschätzt. Die beschriebene Rückstoßschattenmethode hat einige Eigenschaften , die ein breites Anwendungsgebiet in der Kernspektroskopie begründen . Es ist möglich , bei sehr kleinen Energien (  $\sim 30 \text{ keV}$  ) noch Konversionselektronenlinien zu beobachten . Das Längsblendensystem definiert einen sehr scharfen Schatten . Ein Abstand von Target zum Längsblendensystem von  $\sim 0.5 \text{ mm}$  unterdrückt den  $\delta$  - Elektronenuntergrund bei dieser Reaktion noch sehr stark . Dies entspricht einer Flugzeit von ca. 250 ps für  $(\alpha, xn)$  . Diese Zeiten sind somit die unteren Grenzen der Nachweisbarkeit von Halbwertszeiten angeregter Energieniveaus ( SUN 88 ). Die obere Grenze der Lebensdauern wird dadurch definiert , daß während der Aufenthaltsdauer der Reaktionsprodukte über dem empfindlichen Teil des Detektors noch ein nachweisbarer Teil von Konversionselektronen emittiert wird. Daher kann es notwendig werden, das Target vor dem Spektrometer zu plazieren. Diese Grenze liegt bei  $T_{1/2} \sim 50 \text{ ns}$  . Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist bei der Rückstoßschattenmethode recht hoch und hängt in relativ komplizierter Art und Weise vom Abstand Target-Längsblendensystem , der Lebensdauer  $\tau$  , der Rückstoßgeschwindigkeit  $v_r$  , dem Radius der Elektronenbahnen  $\rho$  und der Größe des Detektors ab ( BAC 78 ). Ein Nachteil dieser Methode soll nicht unerwähnt bleiben . Da prinzipiell die Emission der Konversionselektronen im Flug erfolgt und außerdem ein großer Raumwinkelbereich erfaßt wird ,sind die Linien Doppler-verbreitert. Die Linienbreite  $\Delta E/E$  kann entsprechend

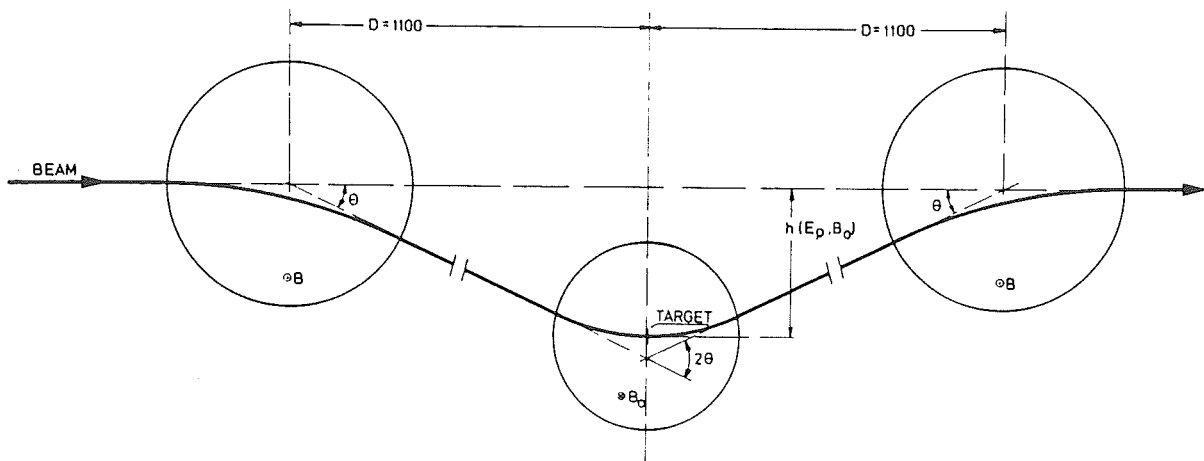
$$\frac{\Delta E}{E_1} \simeq 2 \frac{v_r}{c} \sqrt{1 + 2 m_0 c^2 / E_1}$$

$v_r$  = Rückstoßgeschwindigkeit und  $E_1$  = Elektronenenergie im bewegten Bezugssystem

abgeschätzt werden. Weiterhin muß gesagt werden , daß Rückstoßschatten - Elektronenspektren meist nicht, oder nur schwer interpretierbar sind , wenn keine  $e^- - \gamma$  - Koinzidenzen vorliegen . Das Feld im Spektrometer ist bei dieser Methode naturgemäß recht hoch (  $\sim 2.0$  Tesla ) . Der Betrieb eines  $\gamma$  - Detektors im starken magnetischen Feld schafft somit apparative Schwierigkeiten ( Penning - Effekt ) ( GUT 84).

## 2.5 Meßtechnischer Aufbau und Konsequenzen

Aus der Betriebsart der Linsen-Methode, bei der die Feldstärke des Solenoid-Spektrometers kontinuierlich geändert wird , ergeben sich Folgen für die Strahlführung am Meßplatz . Es ist leicht einzusehen , daß der Strahl durch das Magnetfeld des Solenoid abgelenkt wird . Da der Strahl jedoch aus Strahlenschutzgründen und zur Verhinderung von Hintergrundstrahlung in den Faraday Becher geführt werden muß, ergibt sich die Zwangsläufigkeit einer Strahlführung gemäß Figur 2.19



Figur 2.19 : Der Verlauf des Zentralstrahls durch Ablenkmagnete und durch das Solenoid-Spektrometers ( oben ) . ( ERC 82 )

Ein geladenes Teilchen mit der Ladung  $Q$  und definiertem Impuls  $\underline{p}$  tritt in ein zylindersymmetrisches, homogenes Magnetfeld mit dem Radius  $R$  unter einem Winkel  $\alpha$  mit der Normalen  $\underline{n}$  im Eintrittspunkt  $E$  ein ( vgl. Fig. 2.20 )

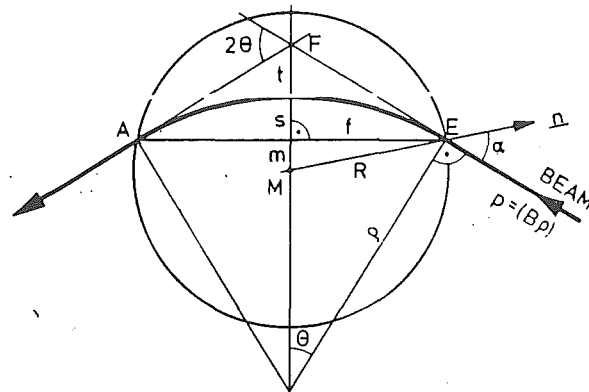


Fig. 2.20 : Die Strahlbeugung in einem homogenen kreisförmigen Magnetfeld mit dem effektiven Radius  $R$  und Magnetfeldstärke  $B$  .

Die folgenden geometrischen Beziehungen lassen sich dann herleiten :

$$f = \rho \sin \Theta \quad ( 1 )$$

$$t = \left( \frac{1}{\cos \Theta} - 1 \right) \rho \quad ( 2 )$$

$$s = ( 1 - \cos \Theta ) \rho \quad ( 3 )$$

$$m = \{ R^2 - ( \rho \sin \Theta )^2 \}^{1/2} \quad ( 4 )$$

wobei  $2\Theta$  der Winkel zwischen dem einfallenden Teilchenstrahl und dem auslaufenden Teilchenstrahl bedeutet .  $\rho$  ist der Krümmungsradius der kreisförmigen Bahn des Teilchens innerhalb des Magnetfeldes zwischen  $A$  und  $E$  ( vgl. Gl. 12 ) .

Es gilt weiter :

$$\tan \Theta = \frac{\cos \alpha}{\rho / R - \sin \alpha} \quad ( 5 )$$

Die Bedingung dafür , daß der Strahl durch den Mittelpunkt M verläuft , ist

$$s + m = 0 \quad ( 6 )$$

Durch Einsetzen ( 3 ) und ( 4 ) in ( 6 ) hat man für die Ablenkung des Zentralstrahls im Solenoidfeld den Winkel

$$\Theta = \arccos ( 1 - R^2 / 2 \rho^2 ) . \quad ( 7 )$$

Die Bewegungsgleichung von geladenen Teilchen mit der Masse m, Ladung Q und der Geschwindigkeit  $\underline{v}$  in einem elektromagnetischen Feld (  $\underline{\varepsilon}, \underline{B}$  ) ist durch die Lorentzkraft gegeben :

$$\frac{d}{dt} ( m \underline{v} ) = Q ( \underline{\varepsilon} + \underline{v} \times \underline{B} ) . \quad ( 8 )$$

In Abwesenheit des elektrischen Feldes wird die senkrechte Komponente v der Geschwindigkeit  $\underline{v}$  in einem homogenen Magnetfeld  $\underline{B} = ( 0, 0, B_z )$  ( d.h.  $B_z \perp v$  ) das Teilchen zu einer Kreisbewegung mit dem Krümmungsradius  $\rho$  zwingen, wobei die zentrifugale Kraft der Lorentzkraft gleichkommt :

$$Q v B = m v^2 / \rho \quad ( 9 )$$

$$p = m v = Q ( B \rho ) . \quad ( 10 )$$

Die Energie-Impuls-Beziehung ist gegeben durch

$$E^2 = p^2 c^2 + m_0^2 c^4 \simeq ( m_0 c^2 + E_{\text{kin}} )^2 . \quad ( 11 )$$

Aus der Gleichung ( 11 ) mit ( 10 ) erhält man schließlich

$$B \rho = \frac{\sqrt{E_{kin} ( E_{kin} + 2 m_0 c^2 )}}{c \cdot Q} , \quad ( 12 )$$

wobei die Energien in ( MeV ) und  $c = 2.99792458 \approx 3$  einzusetzen sind .  
Man erhält dann (  $B \rho$  ) in Einheiten von ( Tesla  $\times$  cm ) .

Der Strahlverlauf ist in Fig. 2.19 dargestellt . 2 Dipolmagnete mit kreisförmigen Polschuhen ( Polschuhradius  $r = 8.1$  cm ), die jeweils 110 cm vor und nach dem Spektrometer neben dem Zyklotronstrahlrohr fest aufgestellt sind, kompensieren den  $2 \Theta$  Ablenkwinkel jeweils zur Hälfte . Der Strahleingang beim Ablenkmagnet ist so gewählt , daß  $\alpha = 0$  ist , vgl. ( 5 ) . Es gilt also für die Ablenk dipole

$$\tan ( \Theta / 2 ) = R / \rho \quad ( 13 )$$

Der Targetstrahlnullachse-Abstand  $h$  ist ( vgl. Fig 2.19 )

$$h ( E_p , B_0 ) = D \tan \Theta_0 - t \quad ( 14 )$$

und die nötige Magnetfeldstärke  $B$  vom Ablenkmagneten um das Solenoid-Magnetfeld  $B_0$  zu kompensieren, wird zu

$$B = \frac{B_0 R_0}{2 R \cos ( \Theta / 2 )} , \quad ( 15 )$$

wobei  $R_0$  und  $R$  die " effektiven " Magnetfeldradien vom Solenoid-Spektrometer und vom Ablenkmagneten bedeuten . Der effektive Radius ist folgendermaßen definiert

( vgl. Abb. 2.20, 2.21 ) : Die effektiven Radien sind gefunden für

$$R ( \text{Solenoid} ) = 8.11 \text{ cm}$$

$$R ( \text{Ablenk dipole} ) = 10.64 \text{ cm}$$



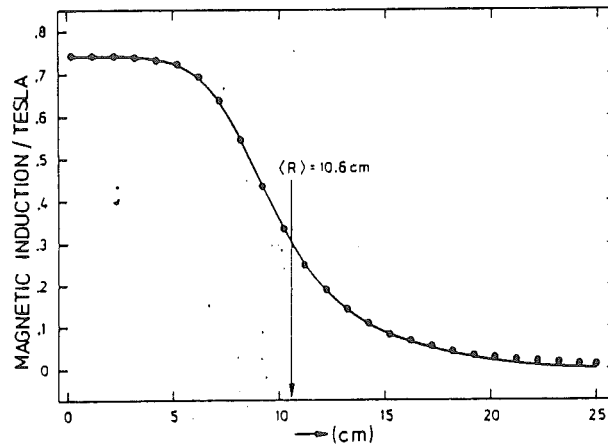


Fig. 2.21: Vergleich der gemessenen ( Punkte ) und der berechneten Magnetfeldstärke für den Ablenkmagneten bei  $I=250$  Amp (ERC 82 )

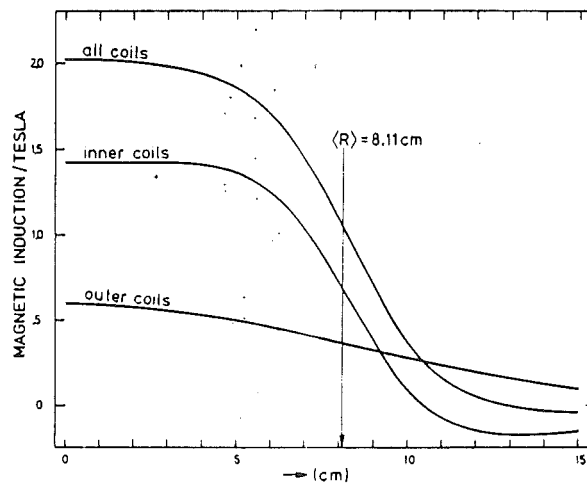


Fig. 2.22 : Radiale Abhängigkeit des axialen Magnetfeldes  $B_z(r)$  in Targetposition für drei verschiedene Anregungen der Solenoidspulen bei  $I=62$  Amp.

Der mechanische Aufbau ist so konzipiert , daß  $h^{\max} = 36 \text{ cm}$  ist . Daher hat man bei der maximalen Feldstärke vom Solenoid  $B_0^{\max} = 2.0 \text{ Tesla}$  folgende Einschränkungen :

maximal erlaubter Ablenkwinkel	$\Theta^{\max} = 18.1^\circ$
Minimum Protonenenergie	$E_p = 12.6 \text{ MeV}$
maximale Feldstärke für Ablenkmagnet	$B^{\max} = 0.772 \text{ Tesla}$

Es zeigt sich also , daß während des Experimentes die Strahlführung ständig nachgefahren werden muß . Das heißt , zu Anfang eines jeden Experimentes muß eine Eichkurve für die Bending - Magnete und die Tischhöhe erstellt werden . Alle analytisch berechenbaren Größen werden mit Hilfe des Programms Samurai (SAM 88 ) erstellt . Es erwies sich , daß die experimentell ermittelten Eichkurven gut mit den analytisch berechneten Werten übereinstimmten .

## 3. Meßmethode

### 3.1 Einiges zu den Meßgrößen

Elektronenspektroskopie versteht sich als Ergänzung zur  $\gamma$ -Spektroskopie und ist ein nützliches Werkzeug zur Untersuchung von Kerneigenschaften. Der Übergang zwischen zwei Kernniveaus erfolgt durch elektromagnetische Strahlung, oder durch die Emission von Hüllenelektronen (innere Konversion). Bei Übergängen mit einer Energiedifferenz größer als  $2m_0c^2 = 1.022$  MeV kann zusätzlich die innere Paarbildung auftreten, bei der ein Elektron-Positron Paar erzeugt wird. Dieser intensitätsschwache Kanal soll hier jedoch nicht berücksichtigt werden. Die innere Konversion entsteht durch Coulombwechselwirkung zwischen Kern und Hülle. Die Übergangsenergie  $E_x$  wird dabei auf das Hüllenelektron übertragen. Die kinetische Energie  $E_e$  beträgt

$$E_e = E_x - B_e \quad ,$$

wobei  $B_e$  die Bindungsenergie des Hüllenelektrons ist. Je nachdem, aus welcher Schale das Hüllenelektron emittiert wird, spricht man von K-L-M-Konversion. Das Verhältnis der Elektronen und  $\gamma$ -Intensitäten  $I_e$  und  $I_\gamma$

$$\alpha = \frac{I_e}{I_\gamma}$$

definiert man als den Konversionskoeffizienten. Dieser ist abhängig von der Multipolarität der Strahlung, der Ordnungszahl des Elementes und der Übergangsenergie. Der K-Konversions-Koeffizient läßt sich für elektrische Multipole etwa wie folgt abschätzen ( KAM 78 ):

$$(\alpha_k)_{el} = \frac{1}{l+1} Z^3 \left( \frac{1}{137} \right)^4 \left( \frac{2m_e c^2}{h\nu} \right)^{l+5/2} \quad \text{GL 3.1}$$

für magnetische Multipole:

$$(\alpha_k)_{\text{mag}} = Z^3 \left( \frac{1}{137} \right)^4 \left( \frac{2m_e c^2}{h\nu} \right)^{1+3/2} \quad (h\nu \ll m_e c^2) \quad \text{GL. 3.2}$$

Die Einzelprozesse für K-L-M Konversion sind unabhängig voneinander, daraus folgt, daß

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_L + \alpha_M + \dots$$

gilt, und die totale Zerfallswahrscheinlichkeit  $\lambda$  ist somit:

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e = \lambda_\gamma (1 + \alpha)$$

Die  $Z^3$ - Abhängigkeit von Gl. 3.1/3.2 ist verständlich aus dem Verhältnis der Elektronen Wellenfunktionen. Sie enthalten den Faktor  $Z^{3/2}$  d.h. die Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort ist proportional zu  $Z^3$ . Es kommt jedoch nicht allein auf den Kernort an, sondern im allgemeinen werden Multipolfelder des Kerns auch weiter außen von den Elektronen "gefühl". Nur im Fall des Übergangs  $0^+ \rightarrow 0^+$  bleibt die Kern-Coulomb-Feldstruktur völlig kugelsymmetrisch. Dann kommt es tatsächlich auf die Wechselwirkung des Elektrons im Kernbereich an. Die Kenntnis von Konversionskoeffizienten ist ferner notwendig, um die absolute Intensität eines Übergangs zu bestimmen. Aus der Intensitätsbilanz können u.a. Fragen nach einer möglichen  $\beta$ -Speisung eines Niveaus beantwortet werden. Die Abhängigkeit der Bindungsenergie von der Ordnungszahl des Kerns erlaubt es, Doublets in  $\gamma$ -Spektren durch einen Vergleich mit den entstandenen Elektronenlinien zu identifizieren.

## 3.2 Normierung und Interface

Es wurde bereits in Kapitel 2.2 erwähnt , daß die Messung eines Spektrums mit der Linsenmethode eine Addition mehrerer Fenster darstellt . Es ist weiterhin leicht verständlich , daß der integrierte Strahlstrom in jedem Fenster konstant sein muß , damit eine Normierung des Spektrums gewährleistet ist . Strahlstromschwankungen während der Datenaufnahme würden also zu falschen Spektren führen . Nun sind im experimentellen Betrieb Strahlstromschwankungen bis 50% aber durchaus möglich . Abhilfe kann geschaffen werden , indem man die Sweep - Frequenz groß gegen die Frequenz der Strahlstromschwankungen wählt und sich diese somit herausmittelt. Diese Methode muß jedoch bedauerlicherweise verworfen werden , da beim supraleitenden Magneten die maximal mögliche Magnetfeldmodulation 0.01 Tesla/s beträgt. Die übliche Methode die Ladung  $Q$  am Faraday-Becher zu messen und die Einzelfenster so aufeinander zu normieren muß ebenfalls verworfen werden. Der Strahl erfährt eine Winkelstreuung im Target, die ihn somit aufweitet. Der Faraday-Becher muß jedoch weit hinter dem Meßplatz liegen, da es sonst zu unerwünschter Rückstreuung kommen kann. Es kann nicht angenommen werden, daß die in den Faraday-Becher gelangende Ladung  $\Delta Q$  bei allen Tischhöhen gleich ist. Weiterhin ist nicht sichergestellt, daß die Targetdicke über der Zeit konstant bleibt. J.D. Garcia( GAR 73 ) hat den K-Schalenionisationswirkungsquerschnitt beim Zusammenstoß eines leichten Ions mit einem Atom als Funktion der Einschußenergie berechnet. Die entsprechenden Messungen stimmen mit dieser Theorie gut überein. Die Röntgennormierungsmethode ist also gut geeignet. Es wurde daher folgende Meßmethode angewandt . Üblicherweise wird zur Bestimmung von Konversionskoeffizienten ein Elektron- und ein  $\gamma$  - Spektrum simultan aufgenommen . Mit Hilfe von "Software" wird nun eine Linie im  $\gamma$ -Spektrum markiert. Dafür wählt man eine Linie aus, deren Zählrate proportional zum Strahlstrom ist . So zum Beispiel eine Röntgenlinie oder ähnlich . Dabei ist Sorgfalt angebracht , da eine Linie, die durch Zerfall populierte wird sicherlich nicht geeignet ist . Die "Software" des Analysators integriert nun in Echtzeit und

führt mittels Hardware einen Untergrundabzug durch . Die integrierte Zählrate wird auf einen Preset-Zähler gegeben , der bei Überschreitung eines definierten Wertes die Messung stoppt , alle Parameter neu setzt , gegebenenfalls Spektren abspeichert und den Strom im Solenoid-Spektrometer über eine Schnittstelle um 5% des alten Wertes höher setzt ( Stepping ) .

$$5\% = \frac{1}{2} \frac{\Delta P}{P}$$

Die Impulsauflösung  $\frac{\Delta p}{p}$  beträgt 13 % . Der Analysator setzt nun den Strom um etwa eine halbe Halbwertsbreite höher . Das heißt , daß die Erhöhung des Stromes im Solenoid-Spektrometer nicht mehr kontinuierlich "gesweept" wird , sondern nun in diskreten Schritten "gestept" wird .

Für die Transmission eines üblichen Magnetspektrometers gilt :

$$\frac{\Delta B \rho}{B \rho} = \text{const.}$$

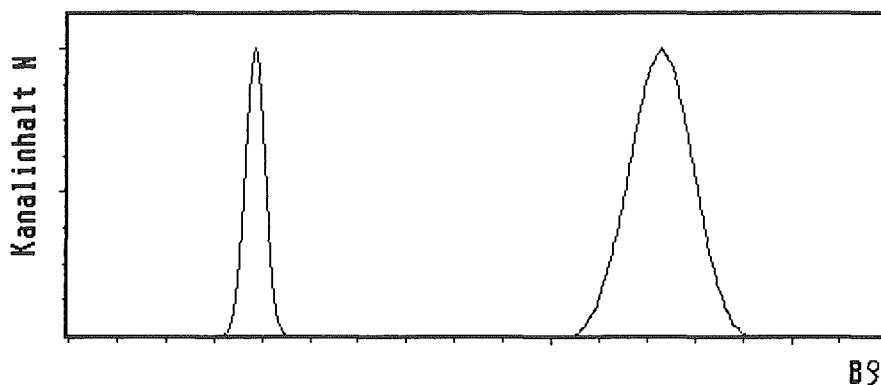


Fig. 3.1      Schematische Darstellung der Transmission bei jeweils konstantem Strom in der Spule

Für einen zeitlich konstanten Stromvorschub

$$\frac{\Delta I}{\Delta T} = \text{const.}$$

bzw.

$$\frac{\Delta B\rho}{\Delta T} = \text{const.}$$

gilt , daß sich die theoretische Ansprechwahrscheinlichkeit zu

$$\varepsilon(B\rho) = B\rho$$

angeben läßt ( SIE 66 ). Oder , da die Meßapparatur ( der Analysator ) üblicherweise  $N(\Delta E)$  gegen  $E$  anzeigt :

$$\varepsilon(E) = B\rho(E)$$

$$= C \cdot \sqrt{E_{e-} (E_{e-} + 1.022)} \quad \begin{array}{l} \text{siehe auch} \\ \text{Fig 2.14} \end{array}$$

Wählt man den Stromvorschub nun wie oben beschrieben , also

$$\frac{I(T + \Delta T)}{I(T)} = \text{const.}$$

so gilt :

$$\varepsilon(B\rho) = \text{const.}$$

Damit gilt auch :

$$\varepsilon(E) = \text{const.}$$

Gl.3.3

Die Ansprechwahrscheinlichkeit stellt nunmehr die Addition von  $N$  Fenstern dar , die den Abstand  $1/2 * \Delta p/p$  haben . Die resultierende Ansprechwahrscheinlichkeit wurde sowohl analytisch gerechnet , als auch durch eine Simulationsrechnung bestätigt . Figur 3.1 gibt 2 Beispiele für Einzelfenster auf der  $B\rho$  - Achse an . Figur 3.2 zeigt nun die Addition von Fenstern mit 5 % "Stepping" , bei Figur 3.3 ist jedoch das "Stepping" 10 % . Bei einem "Stepping" von 5 % ist also die Amplitude der Oszillation , die der Kurve überlagert wird vernachlässigbar (  $< 0.2 \%$  ) .

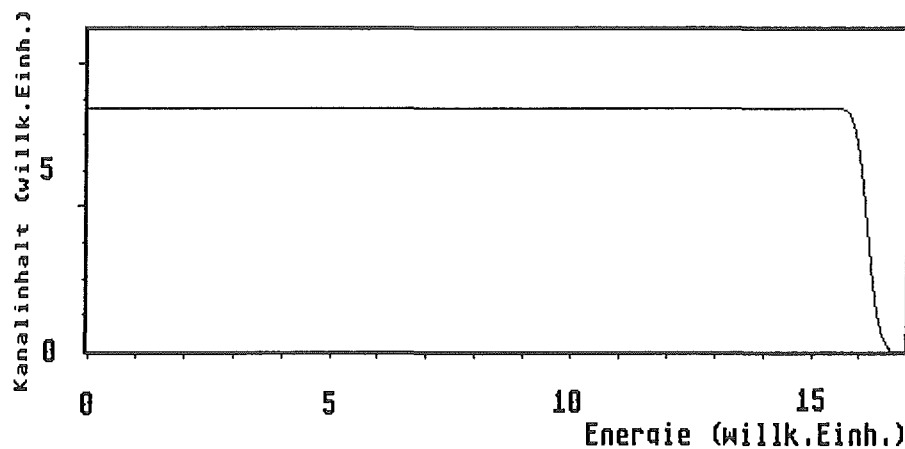


Fig. 3.2 : Überlagerung von mehreren "Fenstern" mit 5%-"Stepping" auf der Energie - Achse.

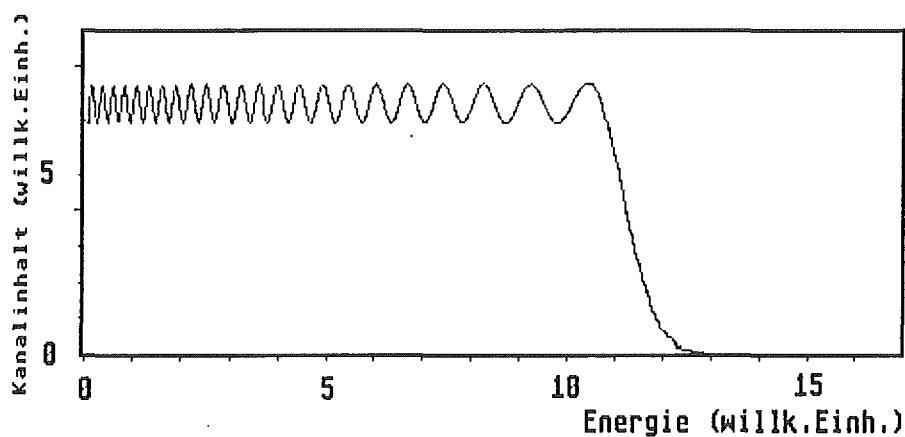


Fig. 3.3 : Überlagerung von "Fenstern" mit 10%-"Stepping".

Diese Meßmethode bringt verschiedene Vorteile mit sich . Zum einen , sind Fehler durch die Strahlstromschwankungen ausgeschlossen , zum anderen können Meßpausen eingeführt werden , durch die ein Nachfokussieren , Ändern der Tischhöhe und Neueinstellung der Ablenkdpole möglich wird . Weiterhin erhält man eine Ansprechwahrscheinlichkeit des Gesamtsystems , die im "Stepping-Mode" Gl. 3.3 entspricht und bei der Auswertung der Daten einfacher zu handhaben ist , als der "Sweep-Mode" ( Figur 2.14 ) . Bei der Messung wurde das Elektronen-



Spektrum von ca. 50 keV bis  $\sim 1600$  keV aufgenommen . Die Erstellung eines vollständigen Spektrums nahm etwa 6 - 8 Stunden in Anspruch , wobei etwa 40 Fenster aufaddiert wurden , die teilweise zu Kontrollzwecken einzeln ausgeschrieben wurden . Je nach Energiebereich wurde nach ca. 2 - 6 Fenstern der Wert für die Tischhöhe und die Ablenk-Dipole neu eingestellt . Dadurch wurde sichergestellt , daß die Abweichung des Strahlfokus vom Mittelpunkt des Targets nie größer als 1 mm war . Ein Einfluss auf die Transmission konnte für solch geringe Strahlfokusabweichungen nicht festgestellt werden. Der  $\gamma$ - Detektor war relativ zum Spektrometer fest auf dem Tisch montiert, so daß sich der Raumwinkel bei Bewegungen des Solenoids nicht ändern konnte, Zwar war der  $\gamma$ - Detektor mit Blei-Kollimatoren versehen, die Kollimation war jedoch so, daß eine Änderung des Raumwinkels durch Strahlfokusverschiebungen von (angenommen) 3 mm kleiner 0.1 % bestimmt werden konnte.

### 3.3 Ansprechwahrscheinlichkeit und Testmessung

Zur Überprüfung der theoretischen Ansprechwahrscheinlichkeit des Gesamtsystems laut Gl.3.3 wurde eine Messung mit verschiedenen Quellen durchgeführt. Die experimentell ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit des Gesamtsystems ist in Figur 3.4 dargestellt.

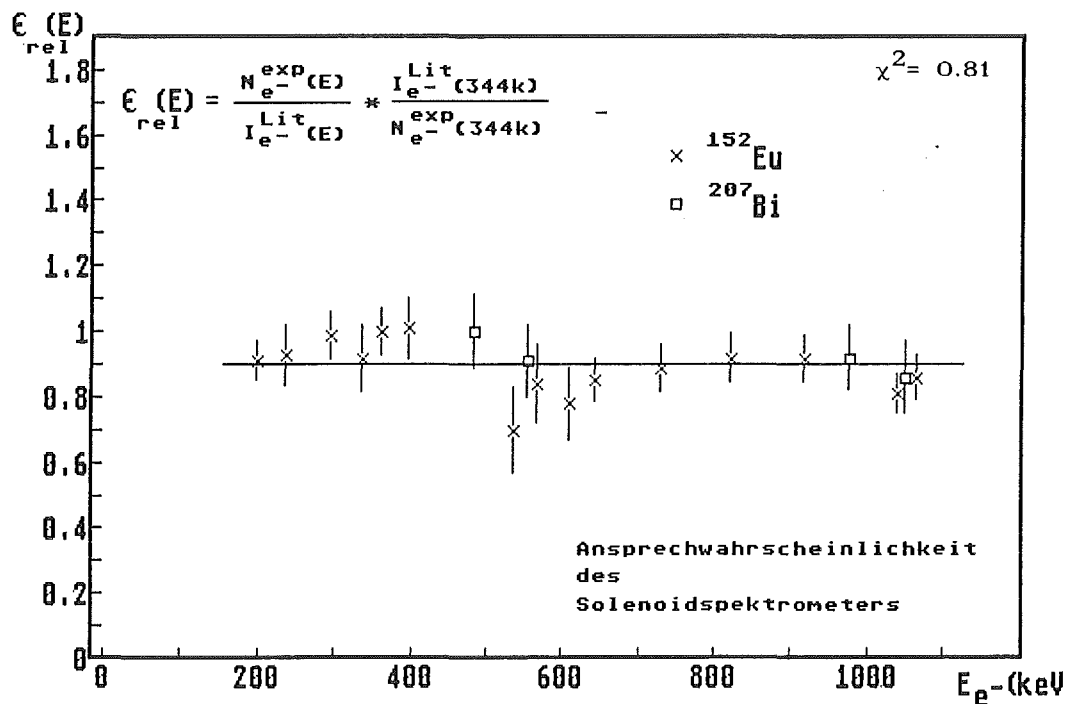


Fig. 3.4 Die mit Quellen ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit des Solenoidspektrometers.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist nach der Formel:

$$\epsilon_{rel}(E) = \frac{N_{e^{-}}^{exp}(E)}{I_{e^{-}}^{Lit}(E)} * \frac{I_{e^{-}}^{Lit}(344k)}{N_{e^{-}}^{exp}(344k)}$$

berechnet.

Die Literaturwerte wurden dabei der Referenz ( SCH3 84 ) bzw. ( LED 78 ) entnommen. Das Elektronen-Spektrum der Eu-Quelle gibt Fig. 3.5 wieder.

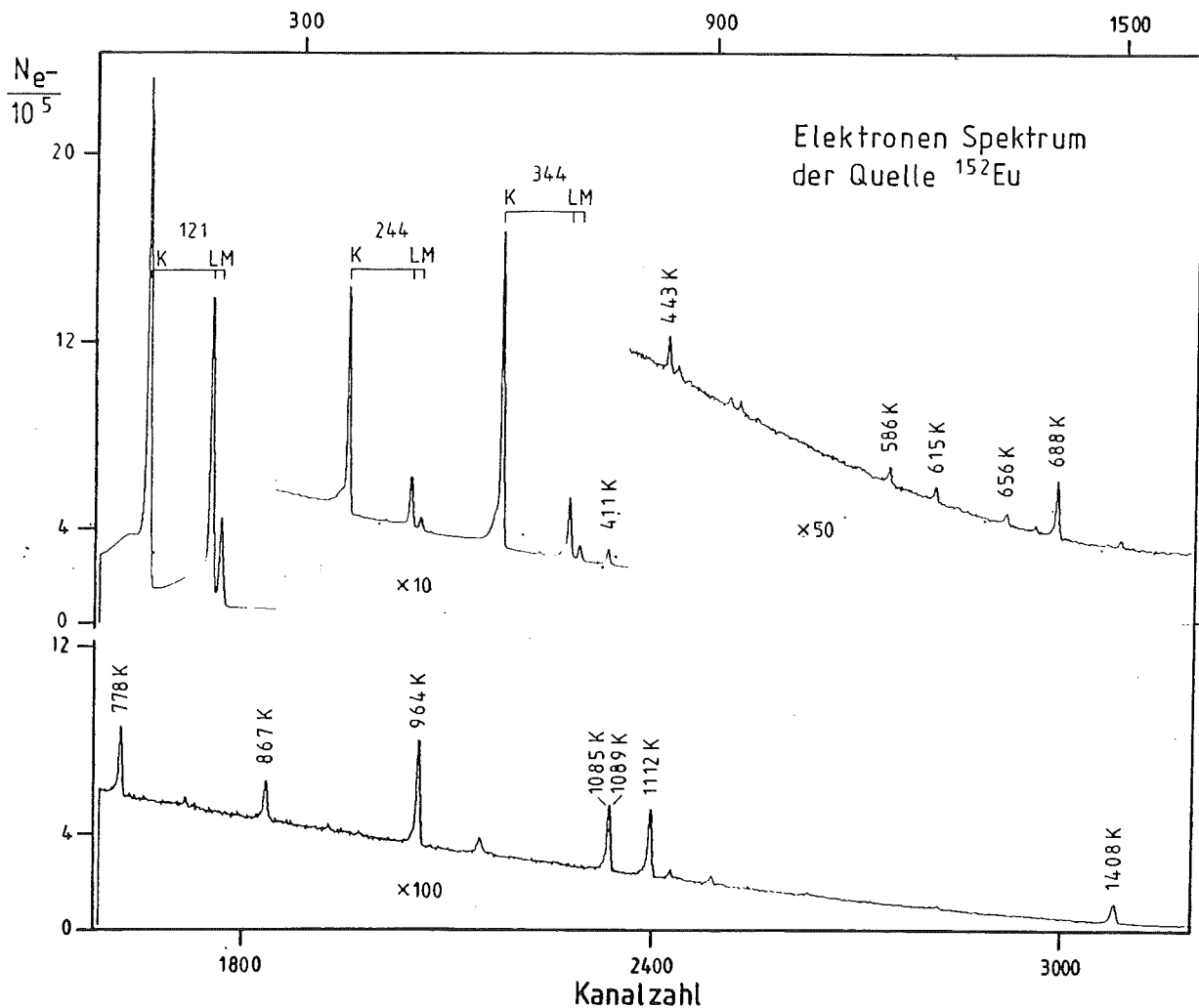


Fig 3.5 : Dargestellt ist das Elektronenspektrum einer  $^{152}\text{Eu}$ -Quelle, gemessen mit dem in dieser Arbeit verwendeten Spektrometer, das zur Messung der Ansprechwahrscheinlichkeit herangezogen wurde.

Die Punkte verlaufen recht gut entlang der theoretischen Eichkurve. Die eingetragenen Fehlerbalken berücksichtigen Statistik- und Fitfehler. Damit kann es als erwiesen betrachtet werden, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit im untersuchten Energieintervall konstant ist. Die Tatsache, daß sich das Verfahren zur Strahlstromnormierung nicht mit Hilfe einer Quelle überprüfen läßt, wurde zum Anlaß genommen, eine Prüfmessung durchzuführen. Dafür wurde die Reaktion  $^{147}\text{Sm}(p,xn) ^{144/3}\text{Eu}$  mit  $E_p = 25 \text{ MeV}$  gewählt. Anhand bekannter Multipolaritäten (MÜL 88, FUN 76, ERC 80, KOW 74) wurde dann versucht, diese zu reproduzieren und damit eine Eichkurve für das Solenoid-Spektrometer zu erstellen.

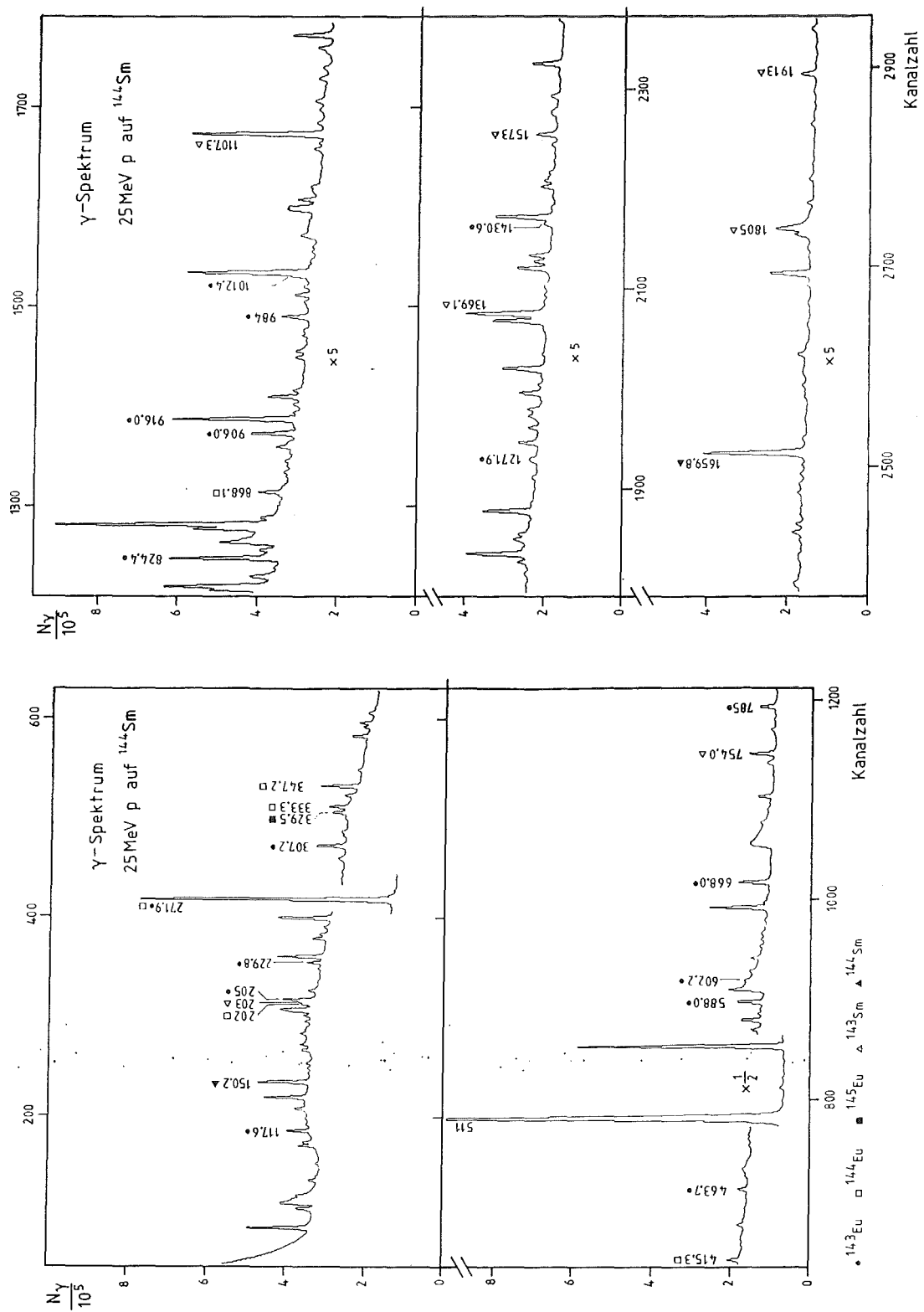


Fig. 3.7 : Dargestellt ist das  $\gamma$ -Spektrum ,das simultan zur Konversions-  
elektronenmessung ( Fig. : 3.8 ) aufgenommen wurde.

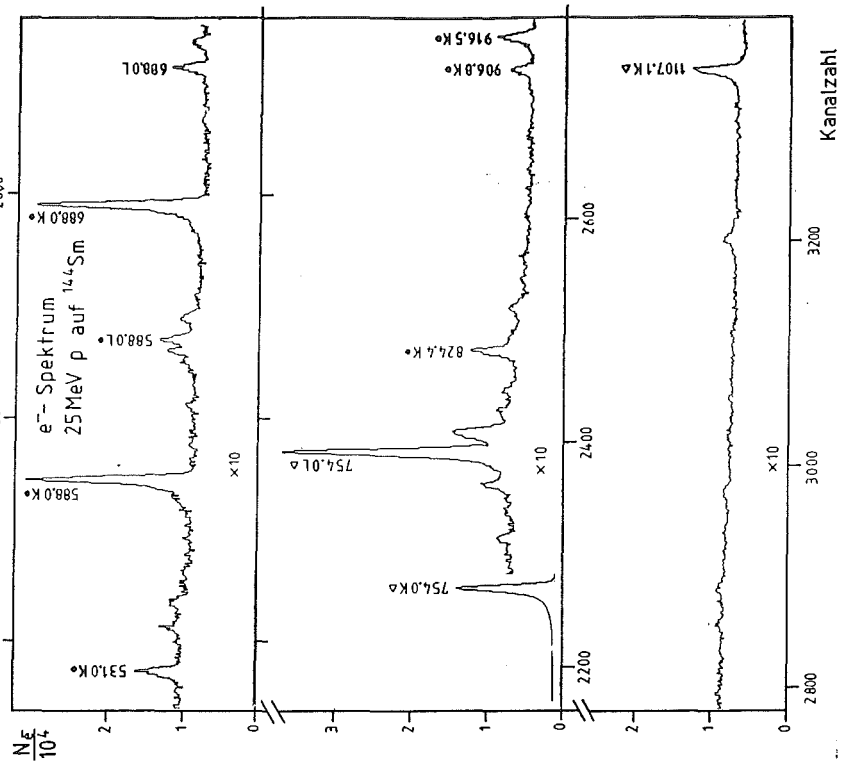
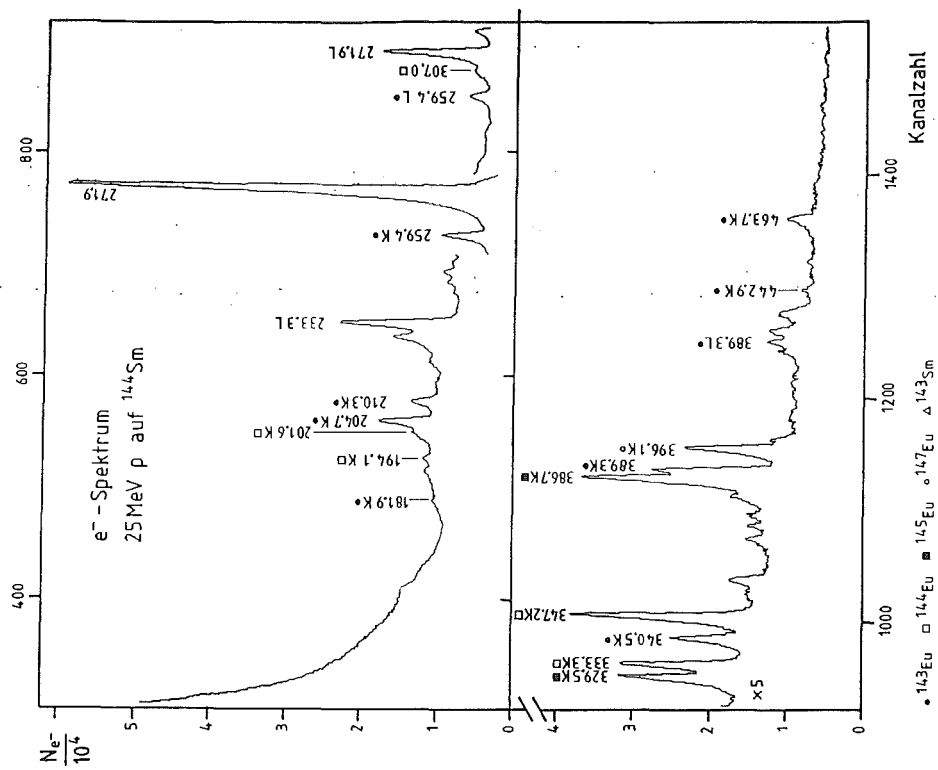


Fig. 3.8 : Dargestellt ist das Konversionselektronen-Spektrum, das zur Überprüfung der Stromnormierung und der Transmission ausgewertet wurde. Die Messung wurde mit dem Solenoid-Spektrometer, das in dieser Arbeit diskutiert wird, aufgenommen.

## 4. Durchführung der Messung

### 4.1 Meßwerterfassung und Aufbau

Nachdem aufgrund der Testmessung die ordnungsgemäße Funktion des Spektrometers erwiesen war, konnte die Messung in Angriff genommen werden. Ein 95 MeV  $\alpha$  - Strahl wurde aus dem Zyklotron extrahiert und auf 77 MeV degradiert. Die Strahlführung und der schematische Grundriß des Zyklotrons kann den nächsten beiden Seiten entnommen werden. Es wurde die Reaktion  $^{142}\text{Nd}(\alpha, xn)$  durchgeführt, mit dem Ziel den Endkern  $^{141}\text{Sm}$  zu studieren. Das  $^{142}\text{Nd}$  - Target hatte eine Massenbelegung von  $650 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  und war selbsttragend. Die Halbwertsbreite der  $e^-$  - Linien betrug etwa 3 keV. 2  $\gamma$  - Detektoren mit einem Volumen von  $96 \text{ cm}^3$  und  $65 \text{ cm}^3$  standen unter  $90^\circ$  bzw  $125^\circ$  zum Target. Der  $e^-$  - Detektor befand sich in der bereits beschriebenen Art und Weise im Solenoid-Spektrometer. Ein Einfluß des Magnetfeldes auf die Auflösung der  $\gamma$  - Detektoren konnte nicht festgestellt werden. Der schematische Aufbau des Meßplatzes ist in Figur 4.1-4.3 dargestellt.

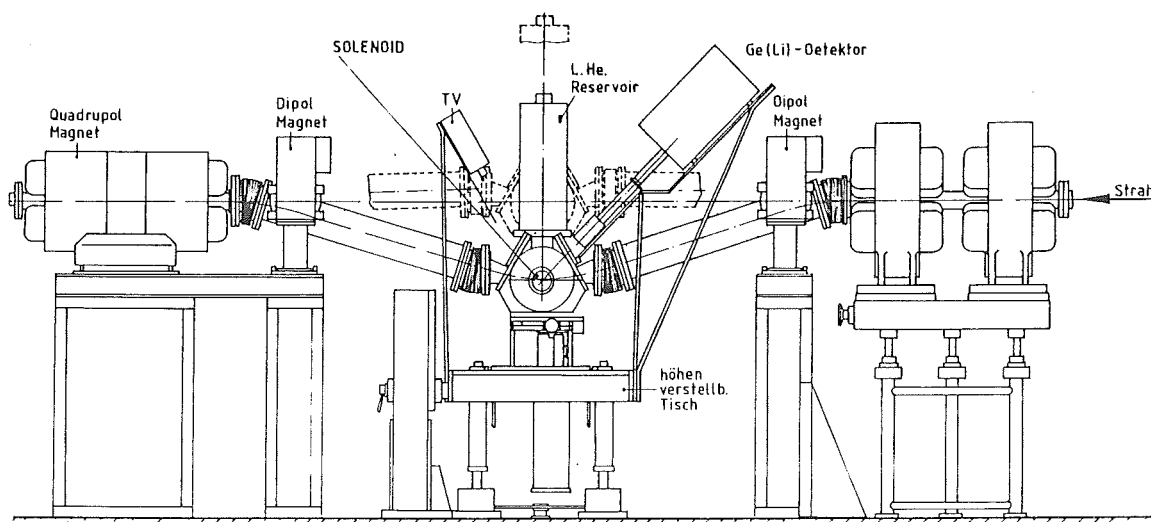


Fig. 4.1 : Schematische Darstellung des Meßplatzes.

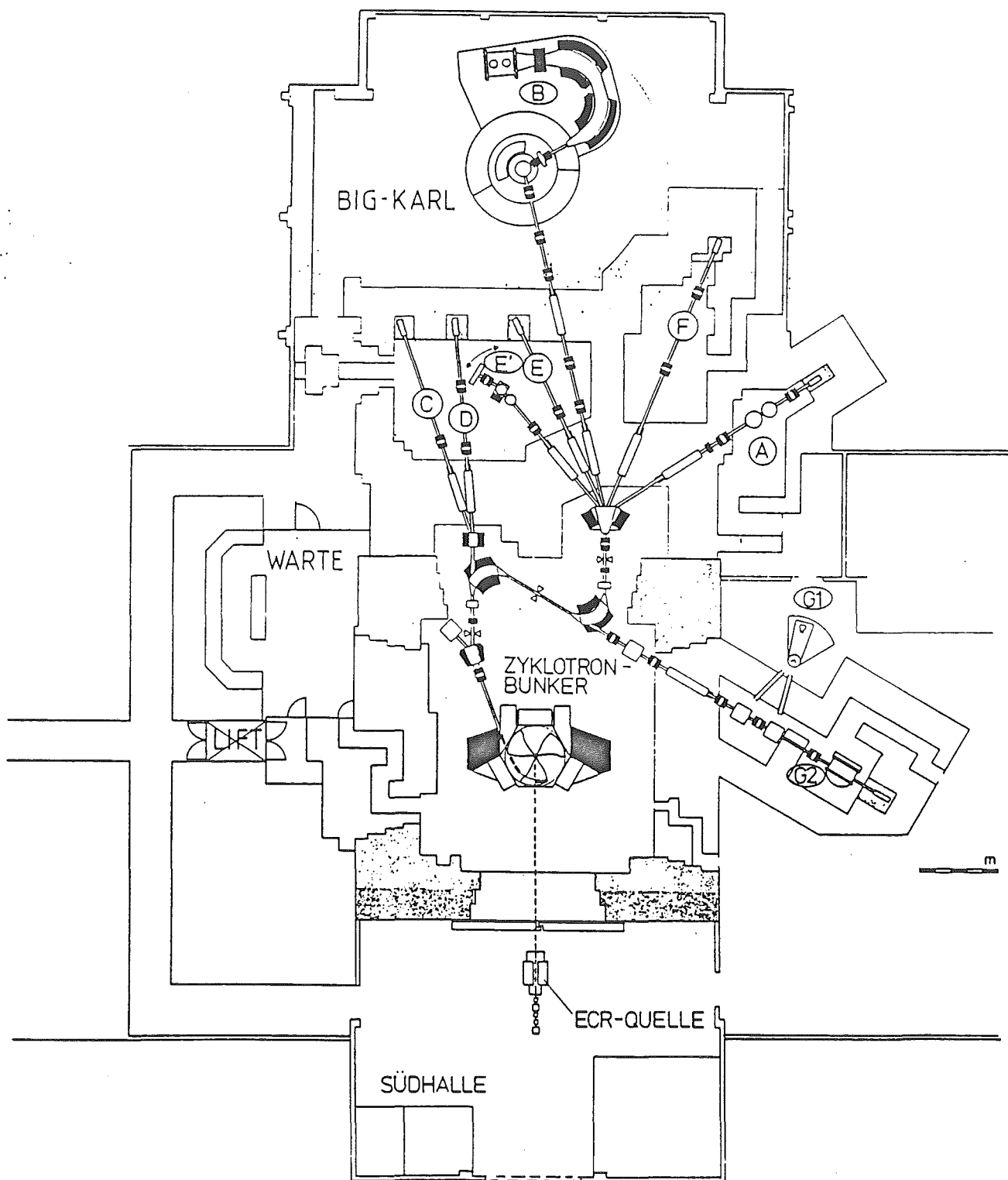


Fig. 4.2 : Schematische Darstellung des Zyklotronbereiches.

Das Solenoid-Spektrometer befindet sich am Meßplatz E' .

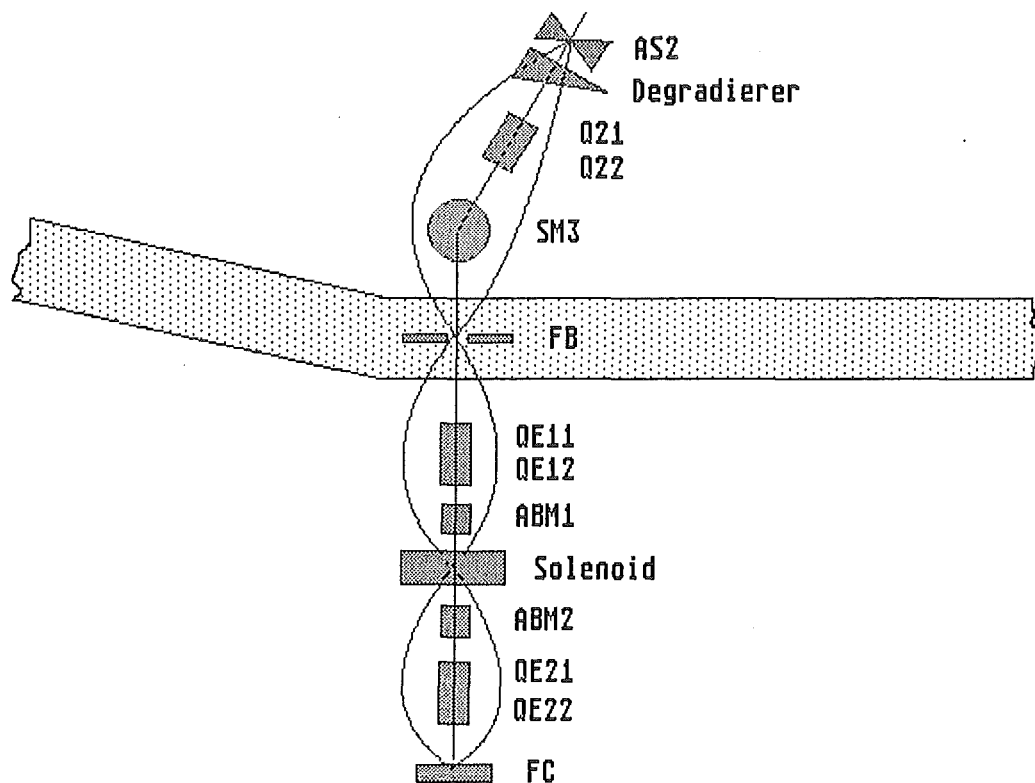


Fig. 4.3 : Dargestellt ist die schematische Strahlführung zum Meßplatz. Der Quadrupol Q21/Q22 bildet zusammen mit dem Schaltmagnet SM3 zwischen den Analysierschlitzen AS2 und der Blende FB ab. Eine weitere Abbildung findet dann zwischen Target und FB mit Hilfe von QE11/QE12 , dem Ablenkmagnet ABM1 und dem Solenoid-Spektrometer selber statt. Ein dazu symmetrischer Aufbau hinter dem Meßplatz bildet in den Faraday-Becher ab.



Im Analysatorsystem wurden  $e^-$ - und  $\gamma$ - Einzelspektren gemessen . Eine vier-Parameter Koinzidenzschaltung entsprechend Fig. 4.4 wurde ebenfalls aufgebaut , die daraus gewonnene Statistik

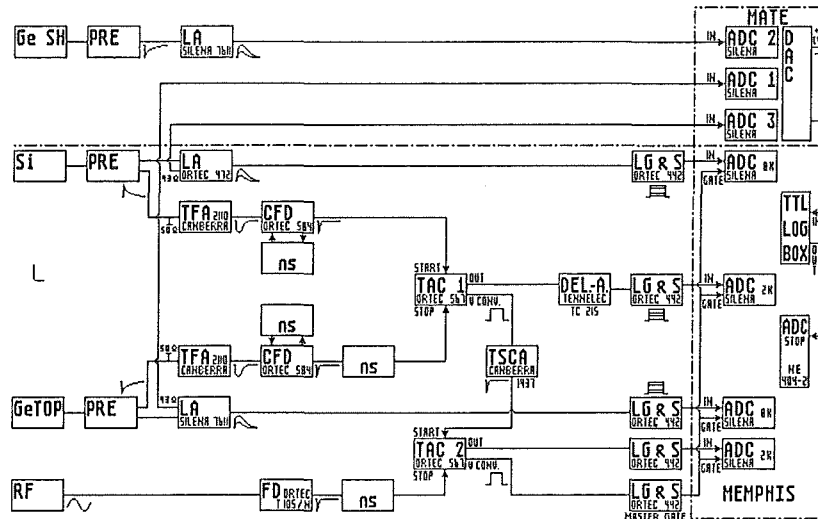
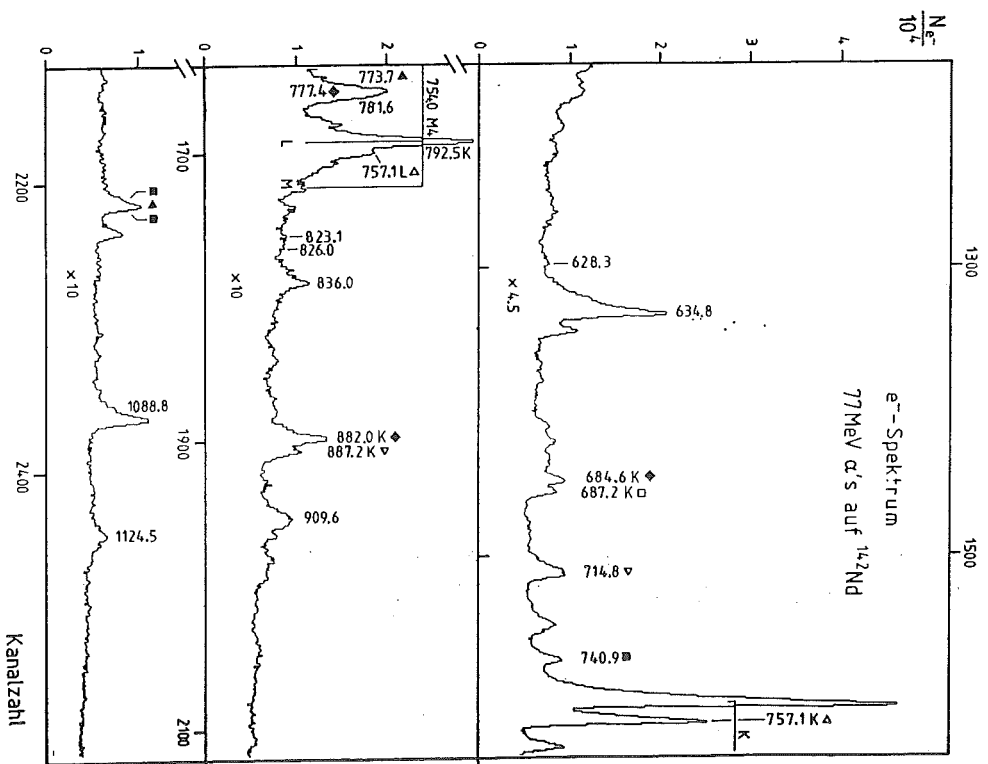
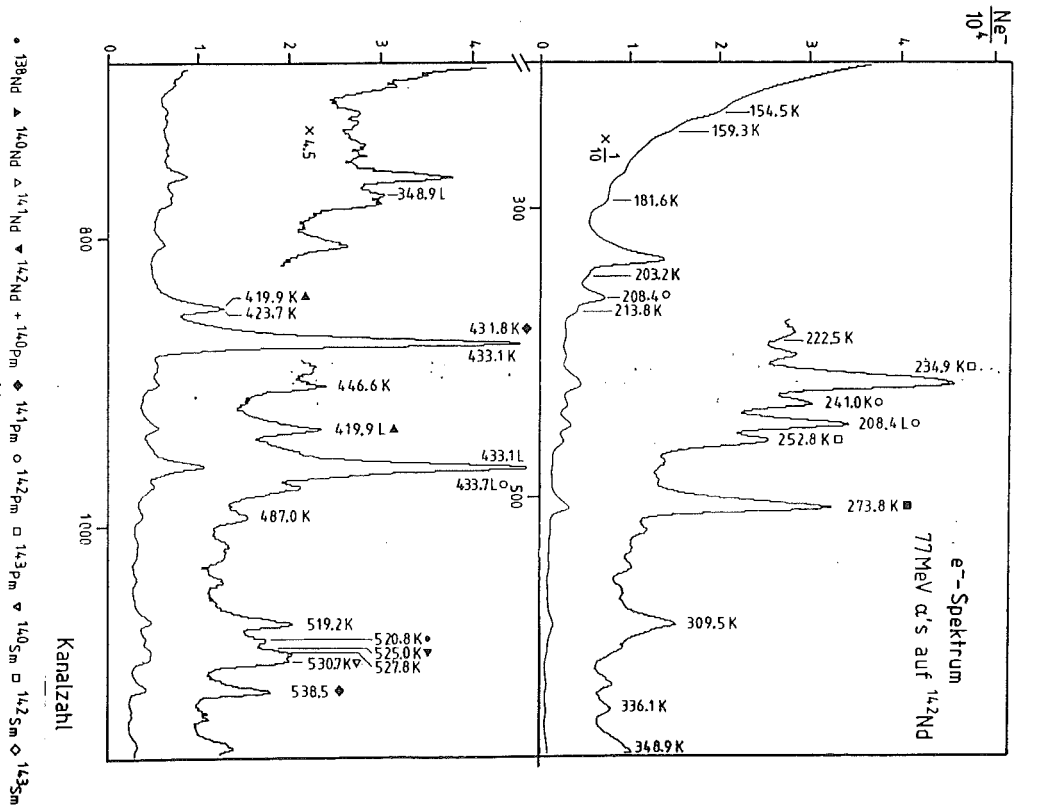


Fig. 4.4 : Schematische Darstellung der Meßelektronik

war jedoch sehr gering . Dies lag zum einen an apparativen Schwierigkeiten, zum anderen an der niedrigen Zählrate im  $e^-$  - Spektrum . Die Zählraten betrugen etwa 6000 /s für die  $\gamma$  - Detektoren und 800 /s für den  $e^-$  - Detektor . Der Strahlstrom lag bei ungefähr 10 nA (elektrisch) gemessen im Faraday-Becher . Die Messung wurde analog zu der bereits beschriebenen Methode im Linsen-Modus mit "Stepping" durchgeführt . Der Strom im Solenoid betrug maximal 8.6 Amp. , was einem Feld von 0.28 Tesla entspricht . Der Hub des Tisches war maximal 19.5 mm und der Strom in den Ablenkdiolen mußte um 35.1 Amp. geändert werden , was wiederum einer Feldstärke von 0.10 Tesla entspricht . Die gewonnenen Spektren wurden einzeln abgespeichert und nach sorgfältiger Überprüfung auf evt. Fehler in der Normierung aufaddiert ( Fig. 4.5 und 4.6 ) . Die Gesamtmeßzeit betrug 5 Tage . Die aus den Messungen der Elektronenspektren resultierenden Konversionskoeffizienten sind in der Tab. 1 in der 5. Spalte gelistet.

Die  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen wurden mit einem konventionellen Aufbau gemessen .

Fig. 4.5 : Das Konversionselektronen-Spektrum nach erfolgter Addition



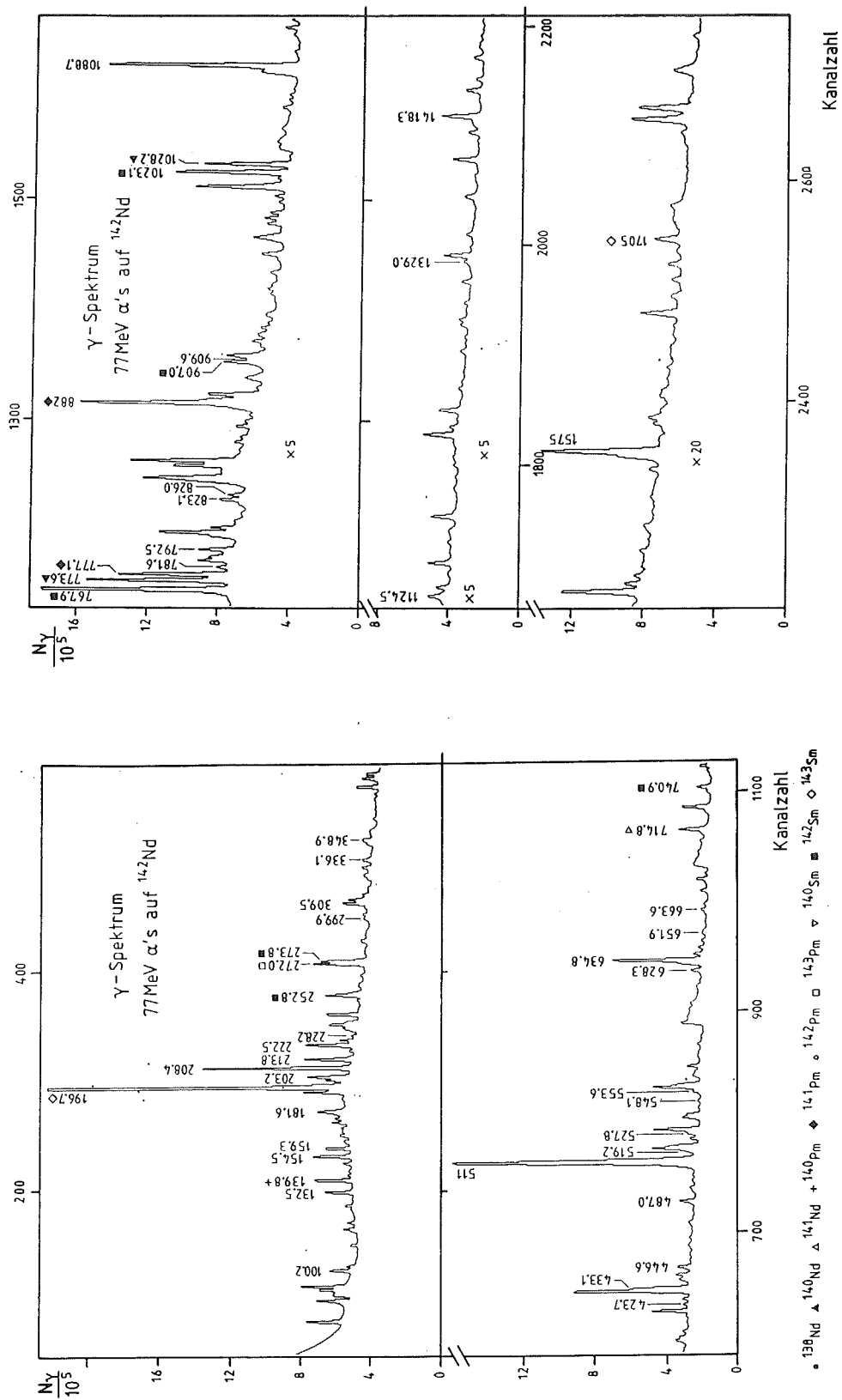


Fig. 4.6 : Das  $\gamma$ -Spektrum, das zur Auswertung der Multiopolaritäten verwendet wurde.

Dabei befanden sich zwei Detektoren des Volumens  $65 \text{ cm}^3$  und  $79 \text{ cm}^3$  unter jeweils  $125^\circ$  zur Strahlachse . 2 dünne Absorber von  $0.2 \text{ mm Cu}$  und  $0.2 \text{ mm Sn}$  befanden sich vor den Detektoren . Der zeitliche Abstand zwischen 2 Strahlpulsen betrug  $45.3 \text{ ns}$  . Es wurde jedoch nur jeder 3. Strahlpuls genutzt. Dies entspricht einem zeitl. Abstand von  $136.9 \text{ ns}$  . Die gewonnenen Daten wurden unter verschiedenen Zeitbedingungen in einer Matrix sortiert. Fig. 4.7 zeigt einige ausgewählte Koinzidenzspektren die zur Erstellung des Niveauschemas benutzt wurden . Die Koinzidenzen waren weiterhin von grosser Wichtigkeit bei der Analyse von Kontaminationen des  $\gamma$ -Einzel-Spektrums, das für die Erstellung der Konversionskoeffizienten benötigt wurde. Die Positionierung der Niveaus ist der Tab. 1 in Spalte 7 und 8 zu entnehmen.

Der meßtechnische Aufbau zur Messung der Winkelverteilung war ähnlich dem bereits beschriebenen Aufbau , es wurde hierbei jedoch der  $79 \text{ cm}^3$  Detektor gegen einen hochauflösenden planaren Detektor des Volumens  $4 \text{ cm}^3$  ausgetauscht .

In einem  $\chi^2$ - Fit wurden die normierten Intensitäten  $I_\Phi$  für jeden Übergang an die theoretische Winkelverteilungsfunktion

$$I_\Phi = I_0 \sum_{k=0,2,4} A_k P_k ( \cos \Phi )$$

angepaßt , wobei  $P_k$  die Legendre Polynome sind ( MAT 74) .

Die aus dem Fit erhaltene  $\gamma$ -Intensität  $I_0$  und die gemessenen Multipolentwicklungskoeffizienten  $A_2$  und  $A_4$  sind in Tabelle 1 Spalte 3 und 4 aufgeführt.

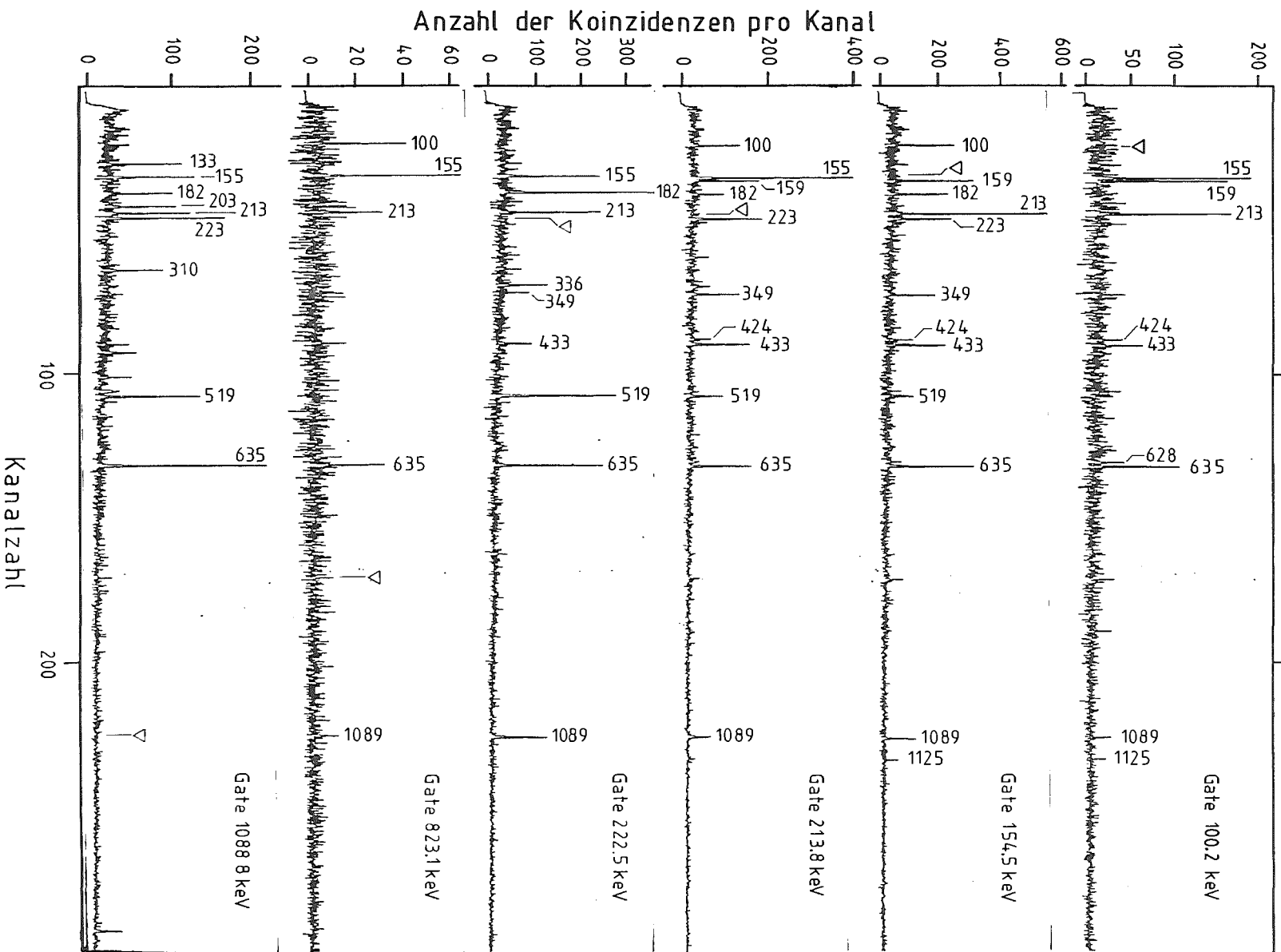


Fig. 4.7 : einige ausgewählte Koinzidenzspektren, die zur Festlegung des Niveauschemas beigetragen haben.

## 4.2 Auswertung der Messung

Die Anregungsfunktionen der  $^{142}\text{Nd}(\alpha, xn)$  Reaktionen gibt Figur 4.8 wieder. Man erkennt leicht, daß die  $^{142}\text{Nd}(\alpha, sn) \rightarrow ^{141}\text{Sm}$  Reaktion zwar bei 77 MeV ihr Maximum hat, der Beitrag der  $(\alpha, 3n, 4n, 6n)$  Reaktionen jedoch erheb-

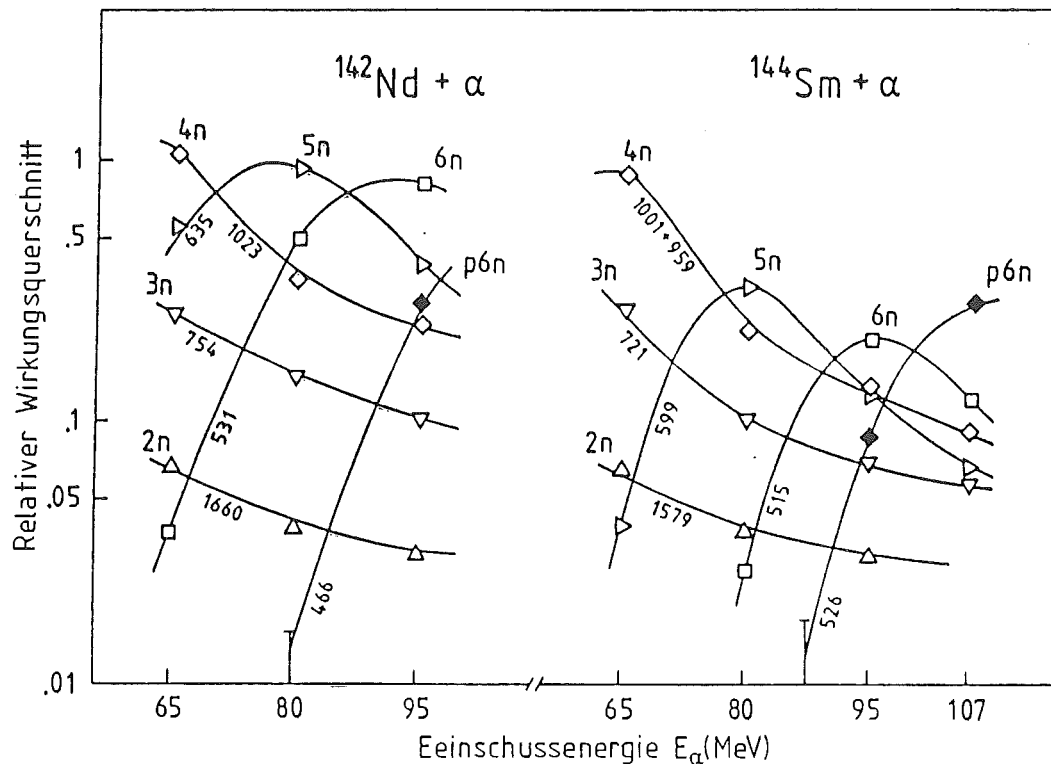


Fig. 4.8 : Experimentell ermittelte Anregungsfunktion der Reaktion  $^{142}\text{Nd} + \alpha$

lich ist. Um einen ersten Überblick über den Beitrag der möglichen Ausgangskanäle zu erhalten wurden theoretische Rechnungen mit Hilfe des Cascade-Codes (SEI 89) durchgeführt. Diese zeigten, daß ca. 5 Ausgangskanäle von nicht unerheblichem Wirkungsquerschnitt zu erwarten waren.

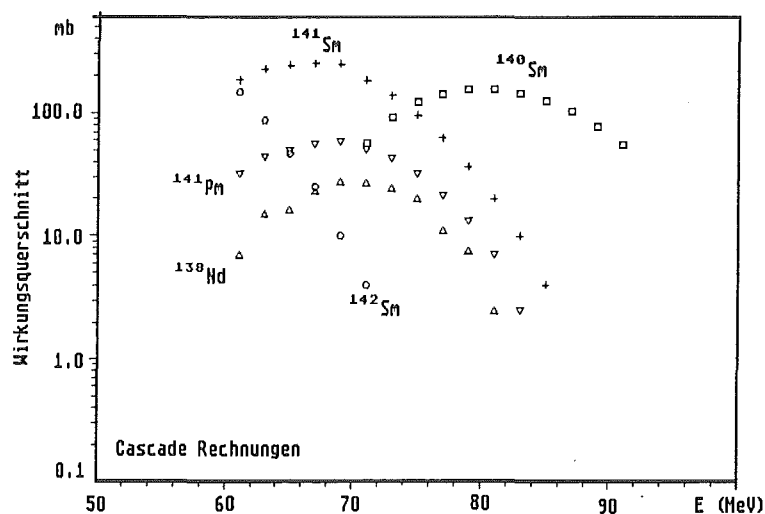


Fig. 4.9 : Theoretische Anregungsfunktionen für verschiedene Ausgangs-  
kanäle ermittelt mit Hilfe des Computer-Codes CASCADE

Die Berechnungen mit dem Computer-Codes CASCADE stehen offenbar nicht uneingeschränkt in Einklang mit den experimentell ermittelten Daten. Nimmt man eine Verschiebung der Energieachse von etwa 7 MeV an, so findet man jedoch eine zumindestens qualitative Übereinstimmung. Trotz dieser Einschränkungen ist es möglich, den Beitrag andere Ausgangskanäle abzuschätzen.

Die bereits erwartete Mannigfaltigkeit des  $\gamma$  - Spektrums wurde durch das Experiment bestätigt ( Figur 4.5 ). Aufgrund der K-L-M-Konversion gewinnt das entsprechende  $e^-$  - Spektrum ( Figur 4.6 ) stark an Komplexität. Elektronenspektren sind durch starke niederenergetische Linienausläufer charakterisiert. Die Auflösung der Linien ist etwas schlechter, als man sie gemein-  
hin von  $\gamma$ -Spektren kennt.

Es soll kurz beschrieben werden , wie die Datenauswertung vorgenommen wurde . Durch die Analyse des  $\gamma$  - Spektrums wurde von jeder Linie ermittelt , welchem Ausgangskanal sie zugeordnet werden konnte . Dazu wurden die  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen erneut analysiert. Der Schwerpunkt der Analyse lag einerseits auf der Identifizierung aller Linien, die zum Elektronenspektrum

beitragen, andererseits auf der Überprüfung des Termschemas. Mit dieser Information und der bekannten Bindungsenergie der Elektronen konnte dann das  $e^-$  - Spektrum soweit verstanden werden, daß zumindest die Identifizierung der  $e^-$  - Linien möglich war. Daraufhin wurden K-Linien und einfache Strukturen gefittet um die Parameter für die Energieeichung, den linksseitigen Linienausläufer und die Halbwertsbreite festzulegen. Die Linienform wurde als Gaussverteilung mit linksseitigem exponentiellen Ausläufer definiert. Die Energieabhängigkeit dieser Parameter wurde festgelegt. Eine äußerst sorgfältige Kalibrierung erwies sich als notwendig, da sonst kompliziertere Strukturen nicht entfaltbar gewesen wären. Das existierende Spektren-Analyseprogramm SPEC (SPE 81) wurde modifiziert und an die Bedürfnisse der Auswertung angepaßt. Es bestand die Möglichkeit relative Abstände von theoretisch zu erwartenden Linienpositionen zu definieren. Durch die Variation der Absolutpositionen wurde somit ein "Energie-Kamm" im Spektrum gefittet. Der Untergrundabzug gestaltete sich gelegentlich schwierig. Um den individuellen Untergrundabzug zu überprüfen wurde die Halbwertsbreiteneichung an dieser Stelle freigegeben. Gewann der Fit an Qualität ( $\chi^2$  und Residuum), so wurde dies als Indiz gewertet, daß der Untergrundabzug falsch, und ein erneuter, korrigierter Abzug von Nöten war. Die Analyse der Daten gestaltete sich dennoch so, daß in einigen Fällen für die Integration der Peaks nur obere bzw. untere Grenzwerte gegeben werden konnten. Wenn aufgrund der unterschiedlichen Bindungsenergien mehrere, in  $\gamma$  - Spektren trennbare Linien, im Elektronenspektrum ein nicht aufgelöstes Multiplett bildeten, mußte die Analyse der Daten verworfen werden. Der  $\delta$  - Elektronenuntergrund war bei etwa 150 keV so stark, daß keine Strukturen mehr identifiziert werden konnten. Um einen konkreten Eindruck zu erhalten, wie die Auswertung durchgeführt wurde, seien hier zwei Beispiele dargestellt.



Ein einfacherer Fall ist in Figur 4.12 bzw. 4.13

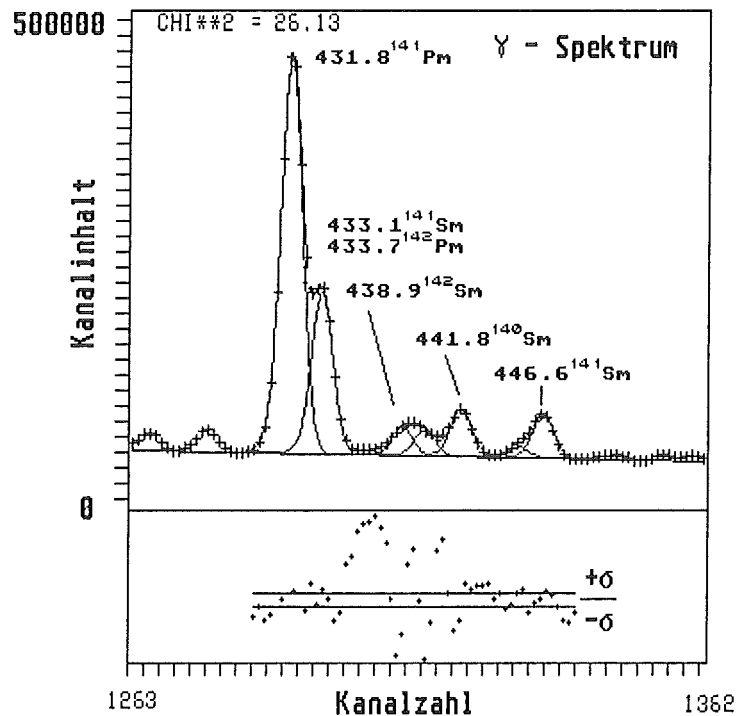


Fig. 4.12 : Darstellung des  $\gamma$ -Spektrums mit eingezeichneter Linienentfaltung

dokumentiert . Das  $\gamma$  - Spektrum wurde analog zur oben beschriebenen Systematik ausgewertet. Die Linie bei 440 keV wurde in den Koinzidenzen definitiv nicht gesehen. Ihr Ursprung ist unbekannt, es handelt sich jedoch nicht um eine Compound-Kern Reaktion . Es wird vielmehr angenommen, daß es sich um eine Untergrund-Kontamination mit niedrigem Z handelt, die einen kleinen Konversionskoeffizienten hat. Das  $e^-$  - Spektrum ( Fig. 4.13 ) wies eine zufriedenstellende Statistik auf , die es erlaubte , die Intensitäten der 441.8 K - und 446.4 K  $e^-$  - Linien mit guter Genauigkeit zu bestimmen . Daraus konnte der Konversionskoeffizient bestimmt werden , der eine Identifizierung als M1-Konversion zuließ .

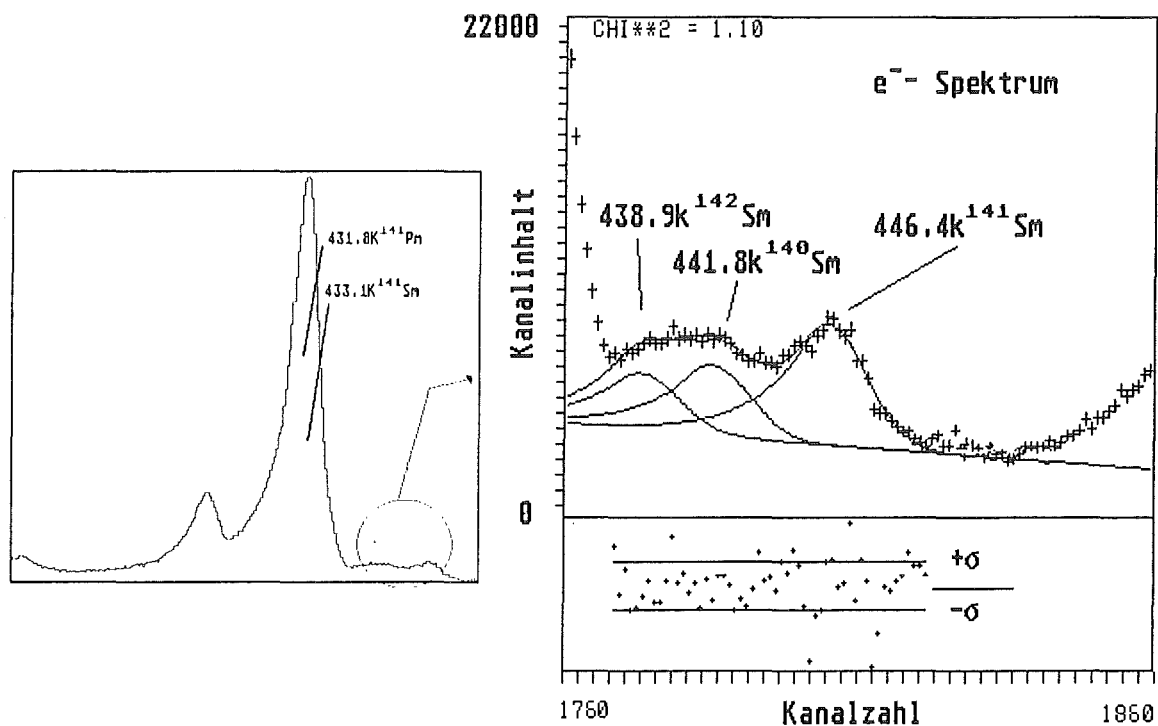


Fig. 4.13 : Darstellung des Elektronenspektrums in einem einfachen Fall

Nun soll an einem Grenzfall gezeigt werden, daß auch bei geringer Statistik die  $e^-$ - Messung noch eine eindeutige Entscheidung ermöglicht. Die beiden  $\gamma$  - Linien 823.1 keV und 826.0 keV konnten im  $\gamma$  - Spektrum gut separiert werden ( Figur 4.14 ) . Durch die Auswertung der Koinzidenzdaten ließ sich

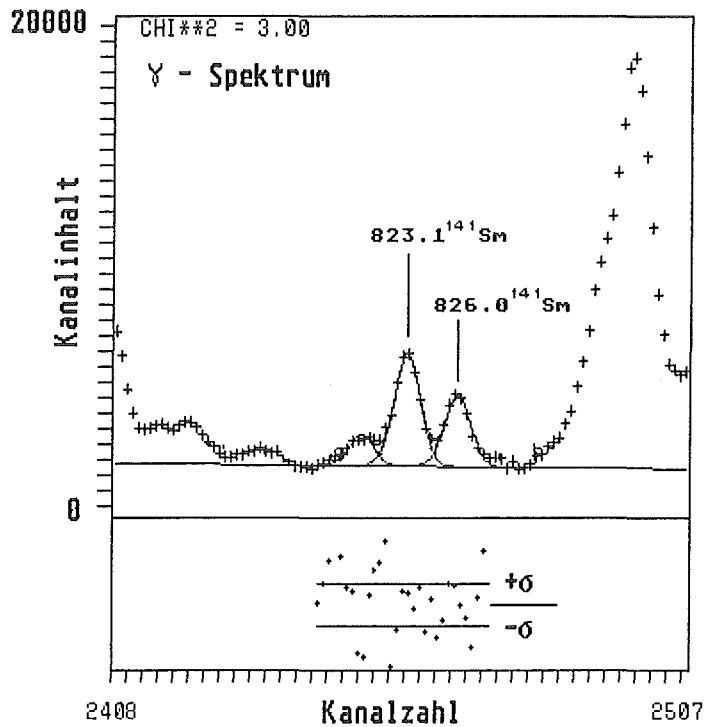


Fig. 4.14: Ausschnitt aus dem  $\gamma$ -Spektrum zur Verdeutlichung der Fitprozedur

weiterhin zeigen, daß es sich in beiden Fällen um Linien handelt, die einzig und allein dem Kern  $^{141}\text{Sm}$  zuzuordnen sind. Die Linie bei 820 keV konnte mit Hilfe der Koinzidenzen als Untergrund-Kontamination identifiziert werden, da sie insbesondere in Einzelspektren einer früheren Messung nicht vertreten war. Die gefitteten Intensitäten wurden mit  $\gamma$ -Intensitäten einer früheren Messung verglichen. Aus Winkelverteilungsdaten sieht man, daß beide Übergänge neg. A2 haben (Tab. 1). Sie sind verträglich mit  $\Delta I = 1$  wobei jedoch E1 und M1 Multipolarität möglich ist. Bei einer Energie von ca. 800 keV ist der Konversionskoeffizient bereits relativ klein, es ist also sicher, daß die entsprechenden Elektronen-Linien niedrige Statistik aufweisen. Das Elektronenspektrum zeigt Figur 4.15. Erwartungsgemäß ist die Statistik in diesem Teil des Spektrums gering.

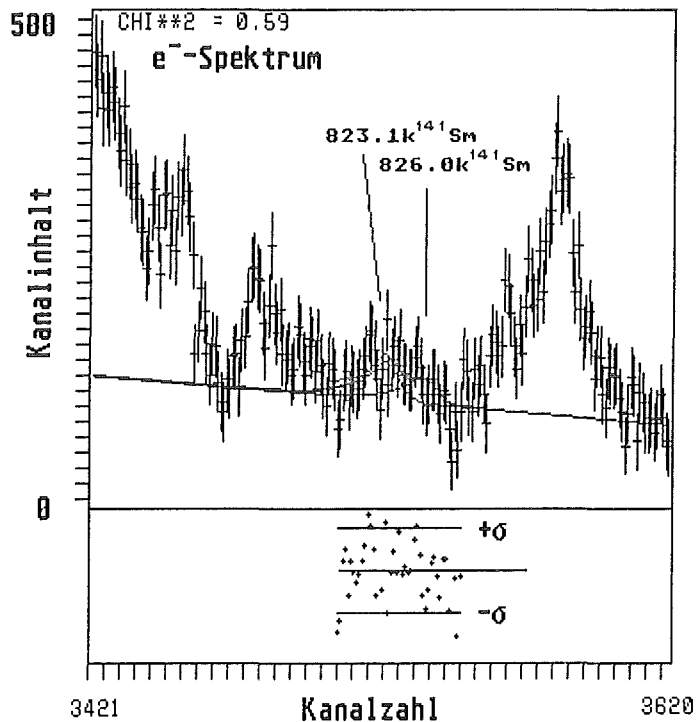


Fig. 4.15 : Darstellung eines Ausschnittes des Elektronenspektrums

Aufgrund der guten Energieeichung des e<sup>-</sup> - Spektrums konnte die Kanalpositionen der 823.1. K und 826.0 K - Linien festgelegt werden . Da weiterhin die Halbwertsbreite und der linksseitige Linienausläufer in engen Grenzen vorgegeben waren , gelang es, eine gefittete Intensität von 1.8  $\pm$  0.5 % für die 823.1 K e<sup>-</sup> - Linie anzugeben und respektive eine Intensität von 1.0  $\pm$  0.6 % für die 826.0 K e<sup>-</sup> - Linie ( 634.8 keV Übergangsintensität : = 100 % ). Bei bekannter  $\gamma$  - Intensität kann die erwartete e<sup>-</sup> - Intensität errechnet werden. Sie beträgt :

$$I_{e^-}^{th} = 1.87 \% \quad \text{für } 823.1 \text{ K}$$

$$I_{e^-}^{th} = 1.19 \% \quad \text{für } 826.0 \text{ K}$$

für E1 Multipolarität und

$$I_{e-}^{th} = 7.99 \% \quad \text{für } 823.1 \text{ K}$$

$$I_{e-}^{th} = 5.06 \% \quad \text{für } 826.0 \text{ K}$$

für M1 Multipolarität .

Die gefitteten Intensitäten stimmen also trotz geringer Statistik und großer systematischer Fehler erstaunlich gut mit den Werten einer E1 Multipolarität überein . Zur Bestätigung der hier gemachten Argumentation und um dem starken systematischen Fehler beim Untergrundabzug Rechnung zu tragen , lassen sich die Intensitäten folgendermaßen abschätzen : Die Gesamtintensität der 823.1 K und 826.0 K Linien liegt bei unterschiedlichen Integrationsansätzen unterhalb eines oberen Grenzwertes von 5 % , so daß weder im Falle der 823.1 K noch im Falle der 826.0 K - Linie eine M1 Konversion vorliegen kann . Auf diese Weise konnte trotz geringer Statistik und großer systematischer Fehler eine sichere Angabe für die Multipolaritäten gemacht werden .

### 4.3 Fehlerabschätzung

Bei der Festlegung des Fehlers trägt grundsätzlich der systematische und der statistische Fehler bei , wobei in dem hier vorliegenden Spektrum in den meisten Fällen der systematische Fehler überwiegt . Eine Abschätzung des Fehlers muß für jeden Meßpunkt individuell durchgeführt werden . Sowohl die Energieeichung als auch die Eichung der Halbwertsbreite und des linksseitigen Linienausläufers wurde mit möglichst hoher Genauigkeit vorgenommen . Bei einem so dichten Spektrum , wie es hier vorliegt ist der Untergrund analytisch nicht bestimmbar . Es handelt sich hier nicht um einen Untergrund der kontinuierlich ist , sondern im wesentlichen um eine große Anzahl von Linien , die zum einen nicht separiert werden können , zum anderen so intensitätsschwach sind , daß sie nicht als Linien erkannt werden. Es ist weiterhin ein Beitrag von E0-Übergängen denkbar, der jedoch bei

Hochspin-Zuständen nur sehr gering ist. Im Falle einer einzelnen Linie ist nur der Untergrundabzug eine Größe, die überprüft werden muß. Bei einzelnen Linien wurde daher der Untergrund in vertretbaren Grenzen modifiziert. Dadurch konnte der systematische Untergrundfehler ermittelt werden. Falls nun schwache Linien komplizierteren Strukturen überlagert werden, kann es zu einer unerwarteten lokalen Änderung der Linienform kommen. Dies ist insbesondere der Fall, wenn schwache Linien auf der rechten

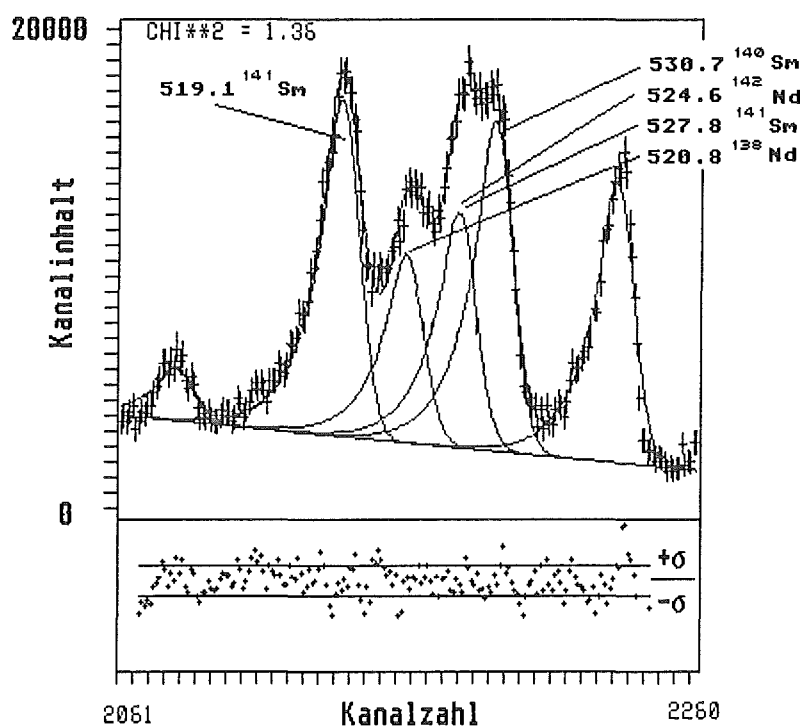


Fig. 4.16 : Ausschnitt aus dem Elektronenspektrum

Flanke einer starken Linie liegen. Das Fitprogramm liefert dann meist unbefriedigende Ergebnisse. Der Fit von schwachen Linien auf dem Tail eines starken Peaks ist auch meist recht problematisch. In solchen Fällen wurde eine Variation des Fits in vertretbaren Grenzen vorgenommen. Der systematische Fehler ist hierbei recht hoch. Die Bestimmung des Fehlers bei Strukturen die entfaltet werden müssen, gestaltet sich also schwieriger. Um

dies zu erläutern, sei an Hand der Figur 4.16 das Vorgehen erklärt . Mit Hilfe des  $\gamma$  - Spektrums bzw. der  $\gamma$ - $\gamma$ -Koinzidenzen wurde abgeklärt , welche Linien zu erwarten sind . Die Bindungsenergien sind bekannt , daher können die relativen Positionen der Linien ( aus den beitragenden Kernen ) im Elektronenspektrum zueinander bestimmt werden . Diese werden bei der Fitprozedur vorgegeben . Nach einem Untergrundabzug läßt sich dann wie bereits oben beschrieben ein "Energie-Kamm" fitten , wobei das Fitprogramm nur die absolute Position des "Kamms" nicht aber die relative Lage der Linien zueinander variiert . Daraufhin wird durch Variation des Untergrundabzugs in vertretbaren Grenzen die Abhängigkeit des "Kammresultates" überprüft . Dabei ist besonders bei intensitätsschwachen Linien die Abhängigkeit vom Untergrund groß . Im hier dargestellten Fall betrug der Energieunterschied der 527.8 keV  $^{141}\text{Sm}$  K-Linie und der 524.6 keV  $^{142}\text{Nd}$  Linie 0.1 keV . Es wurden daher 6 Linien anstelle von 7 gefittet . Die gefittete Intensität der 527.8 keV  $^{141}\text{Sm}$  K-Linie wurde dann korrigiert . Das  $\chi^2$  und die Betrachtung des Residuum lassen den Schluß zu , daß die analytische Vorgabe der Linienform hier gut durch das Experiment bestätigt wird . Eine weitere, geringe Korrektur der Intensität der 527.8 keV  $^{141}\text{Sm}$  K-Linie durch den Beitrag der 487.0 keV  $^{141}\text{Sm}$  L-Linie kann jedoch nur gemacht werden , da die Existenz der Linie bekannt ist . Obwohl die Qualität des Fits ( der diese Linie nicht berücksichtigt ) gut ist , muß ein Fehler von  $\sim 18\%$  festgesetzt werden, da dies der L-Linien Korrektur entspricht.

## 5. Experimentelle Ergebnisse

### 5.1. Darstellung der Ergebnisse

Die bei der Messung zu bestimmende Größe ist der Konversionskoeffizient .

Dieser ist definiert als :

$$\alpha_{K,L,M} = \frac{I_{e^-}^{K,L,M}}{I_{\gamma}} \quad \text{für K L M Konversion.}$$

Da eine Absolut - Normierung nicht vorlag gilt :

$$\alpha_K = C \cdot \frac{N_{e^-}^{K,L,M}}{N_{\gamma}}$$

Der Faktor C läßt sich aus einer Eichung mit Übergängen bekannter Multipolarität gewinnen ( FUN 76, PRA 80, PII 80, DES 81 ) . Der Verlauf des Parameters C ist in Figur 5.1 dargestellt.

$$C = \frac{\alpha_K}{N_{e^-}^K} N_{\gamma}$$

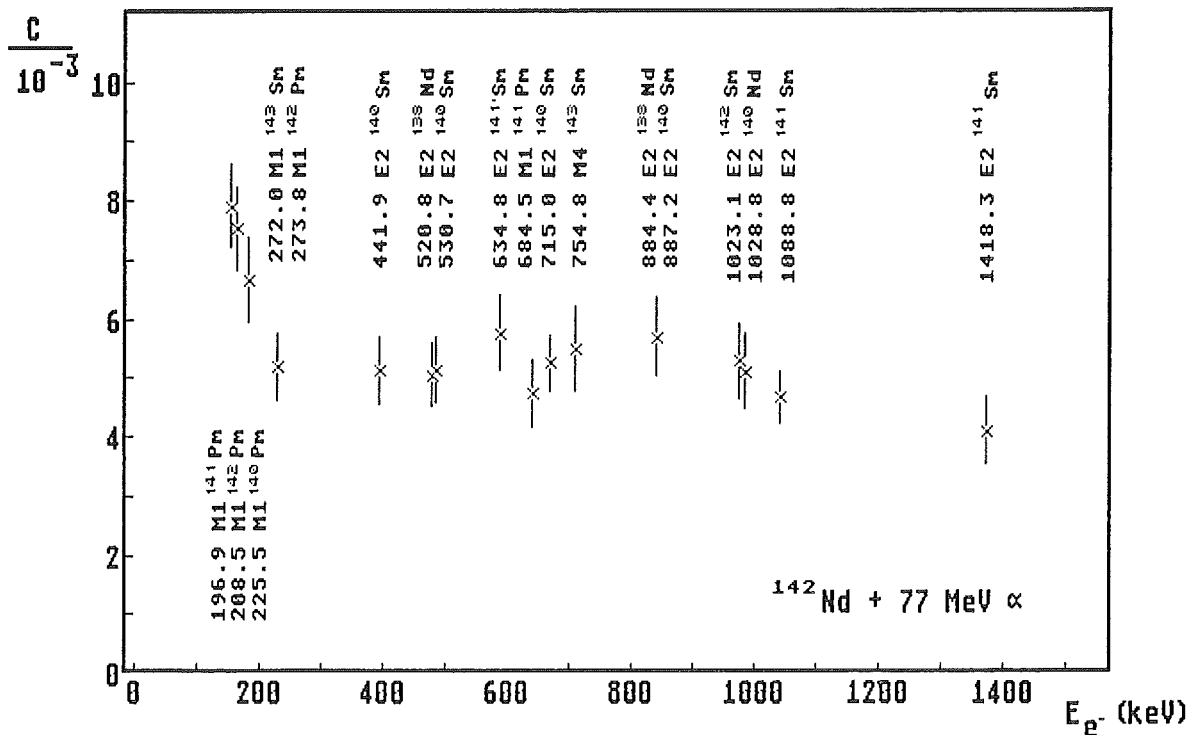


Fig. 5.1 : Darstellung des Eichfaktors C gegen die Energie, gewonnen aus der Auswertung von Übergängen mit bekannter Multipolarität



Die  $\gamma$ -Übergänge 272.0 keV und 272.8 keV bilden im  $e^-$  - Spektrum ein nicht entfaltbares Dublett . Da jedoch die Multipolarität bekannt ist und die Intensitäten der  $\gamma$ -Linien bestimmbar sind, läßt sich trotzdem ein Eichpunkt berechnen. Analoges gilt für die Übergänge 884.4 keV und 887.2 keV . Die bereits vorher unter Beweis gestellte konstante Anspechwahrscheinlichkeit wird hier erwartungsgemäß bestätigt. Im Bereich  $E_e < 200$  keV fällt die Ansprechwahrscheinlichkeit stark ab (respektive steigt C ). Die Ursachen dieses Effektes wurden nicht genauer untersucht. Für die Qualität der Daten ist dies auch nicht relevant.

Die Ergebnisse aller Messungen sind in der Tabelle 1 aufgelistet .

$E_\gamma$ (keV)	Relative $\gamma$ - Intensität	Winkelverteilung		$\alpha_k^{\text{Exp}} \cdot 10^3$	Multipolarität <sup>a</sup>	Positionierung	
		$A_2/A_0$	$A_4/A_0$			$E_i$ (keV)	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$
100.2(2)	8.0(4)	-0.26(4)	+0.01(5)	1500 (500) <sup>b</sup>	M1	2822.7	23/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 21/2 <sup>+</sup>
132.5(1)	10(2) <sup>c</sup>	-0.25(5)	-0.02(3)	1000 (190) <sup>b</sup>		3450.3	25/2 $\rightarrow$ 23/2 <sup>-</sup>
154.5(1)	16.1(8)	-0.30(2)	-0.01(3)	690 (160) <sup>b</sup>	M1	2977.2	25/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 23/2 <sup>+</sup>
159.3(1)	10.8(6)	-0.28(4)	-0.01(4)	740 (130) <sup>b</sup>	M1	2722.6	21/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 19/2 <sup>+</sup>
181.6(2)	8.1(4)	+0.37(3)	+0.04(5)	—	—	2822.7	23/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 23/2 <sup>+</sup>
203.2(2)	$\sim 7^d$	-0.43(10)	-0.01(3)	250 (150)	M1	3521.1	25/2 <sup>-</sup> $\rightarrow$ 23/2 <sup>-</sup>
213.8(1)	19.3(10)	-0.36(2)	+0.02(3)	120 (30) <sup>e</sup>	M1	3191.0	27/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 25/2 <sup>+</sup>
222.5(1)	17.9(9)	+0.33(2)	-0.00(3)	< 277 <sup>f</sup>	E1	2641.1	23/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 23/2 <sup>-</sup>
228.2(2)	2.5(2)	-0.68(14)	+0.09(9)	—	(M1+E2)	2139.6	17/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 15/2 <sup>+</sup>
299.9(2)	2.6(2)	-0.55(13)	-0.01(16)	—	(M1+E2)	5582.2	(35/2) <sup>-</sup> $\rightarrow$ (33/2)
309.5(2)	16.3(8)	-0.42(3)	+0.02(4)	81 (23) <sup>f</sup>	M1+E2	3759.8	27/2 $\rightarrow$ 25/2
336.1(2)	5.6(3)	-0.13(7)	-0.02(9)	—	—	2977.2	25/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 23/2 <sup>+</sup>
348.9(2)	8.6(5)	-0.46(5)	+0.06(7)	—	(M1+E2)	3972.9	31/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 29/2
423.7(2)	5.6(3)	-0.62(11)	+0.14(14)	41 (27) <sup>g</sup>	M1+E2	2563.3	19/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 17/2 <sup>+</sup>
433.1(5)	$\sim 13^h$	—	—	—	—	3624.1	29/2 $\rightarrow$ 27/2 <sup>+</sup>
446.6(1)	12.4(6)	-0.43(5)	-0.04(6)	31 (4)	M1	4206.4	29/2 $\rightarrow$ 27/2
487.0(1)	11.0(6)	+0.41(5)	-0.10(7)	9.5 (3) <sup>i</sup>	E2	4007.9	29/2 <sup>-</sup> $\rightarrow$ 25/2 <sup>-</sup>
519.2(1)	33.4(16)	+0.28(2)	-0.05(2)	9.8 (17)	E2	2418.6	23/2 <sup>-</sup> $\rightarrow$ 19/2 <sup>-</sup>
527.8(2)	7.6(4)	-0.42(9)	-0.03(10)	2.1 (4) <sup>j</sup>	M1+E2	4734.2	31/2 $\rightarrow$ 29/2
548.1(2)	4.0(2)	-0.55(13)	-0.00(17)	—	(M1+E2)	5282.3	(33/2) $\rightarrow$ (31/2)
553.6(2) <sup>k</sup>	6.5(4)	-0.28(12)	-0.02(15)	—	—		
628.3(2)	11(2)	-0.19(6)	-0.00(8)	3.1 (8)	(E1+M2)	2563.3	19/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 17/2 <sup>-</sup>
634.8(1)	100	+0.29(1)	-0.07(1)	1	E2	810.6	15/2 <sup>-</sup> $\rightarrow$ 11/2 <sup>-</sup>
651.9(2)	1.7(4)	+0.72(48)	-0.26(61)	< 6 <sup>m</sup>	E2	2563.3	19/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 15/2 <sup>+</sup>
663.6(2)	2.7(3)	-0.11(18)	+0.23(23)	—	E1	2563.3	19/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 19/2 <sup>-</sup>
781.6(2)	3.4(6)	—	—	3.0 (21)	E2 o E1	3972.9	31/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 27/2 <sup>+</sup>
787.8(2)	5.9(5)	—	—	—	—	3206.4	$\rightarrow$ (23/2)
792.5(2)	9.3(5)	+0.23(7)	-0.10(10)	$\leq 4.1^n$	E2	4007.9	33/2 <sup>-</sup> $\rightarrow$ 29/2 <sup>-</sup>
823.1(2)	8.1(4)	-0.23(10)	-0.06(13)	1.3 (8) <sup>f</sup>	E1	2722.6	21/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 19/2 <sup>-</sup>
826.0(2)	4.7(2)	-0.17(15)	+0.10(20)	1.3 (8) <sup>f</sup>	E1	1911.4	15/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 13/2 <sup>-</sup>
909.6(2)	10.0(5)	-0.86(6)	+0.25(8)	4.5 (8)	M1+E2	1085.4	13/2 <sup>-</sup> $\rightarrow$ 11/2 <sup>-</sup>
1088.8(1)	75(4)	+0.29(1)	-0.07(2)	1	E2	1899.4	19/2 <sup>-</sup> $\rightarrow$ 15/2 <sup>-</sup>
1124.5(2)	12.1(6)	-0.86(6)	+0.10(7)	—	M1+E2	1935.1	17/2 <sup>-</sup> $\rightarrow$ 15/2 <sup>-</sup>
1329.0(2)	4.7(3)	-0.21(16)	-0.03(21)	—	—	2139.6	17/2 <sup>+</sup> $\rightarrow$ 15/2 <sup>-</sup>
1418.3(1)	20.1(10)	+0.30(4)	-0.07(5)	1.29 (19)	E2	3317.7	23/2 <sup>-</sup> $\rightarrow$ 19/2 <sup>-</sup>

Tabelle 1 : Die Tabelle stellt alle Daten dar die aus den Messungen gewonnen wurden. Die Erklärung der Fußnoten befindet sich auf der folgenden Seite.

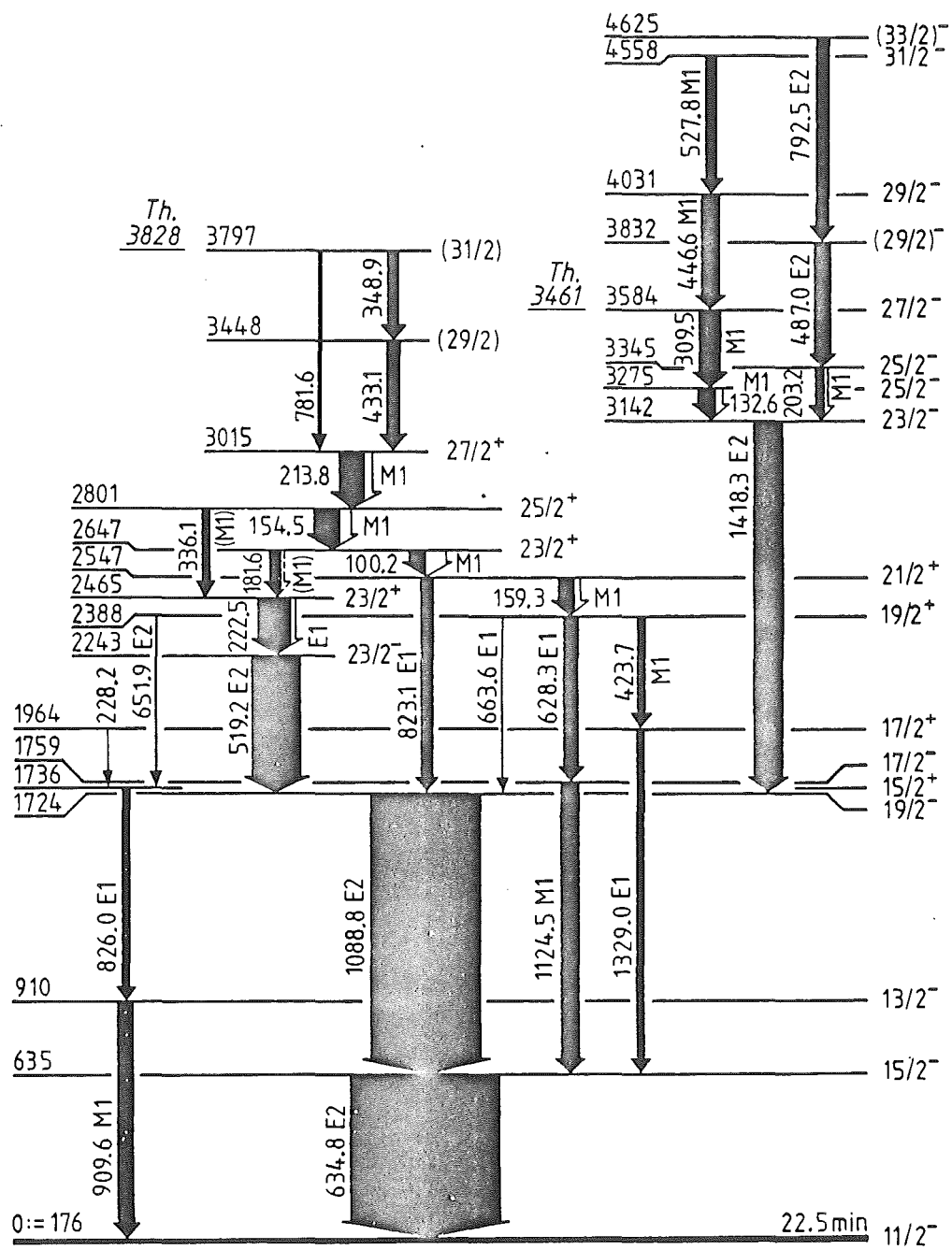
- a) Bestimmt aus Winkelverteilungs- und Konversionsdaten  
 Quadrupol-Beimischung bei Dipolstrahlung angegeben wenn  $Q=0$  nicht verträglich mit den Daten
- b) Wert ist  $\alpha_{\text{Tot}}$ , bestimmt aus der Intensitätsbilanz. Theoretische Werte
- |     |           |          |          |          |          |
|-----|-----------|----------|----------|----------|----------|
| für | 100.2 keV | Übergang | E1: 0.27 | M1: 1.74 | E2: 2.37 |
|     | 132.5 keV |          | 0.13     | 0.78     | 0.87     |
|     | 154.5 keV |          | 0.085    | 0.51     | 0.51     |
|     | 159.3 keV |          | 0.078    | 0.46     | 0.45     |
- $\alpha_k$  konnte mit unterem Limit bestimmt werden ;
- $\alpha_k (154.5) > 0.24$        $\alpha_k (159.3) > 0.1$
- c) Wurde um einen Beitrag von 19% der 132.4 keV (E2) Linie des isomeren Übergangs im  $^{144}\text{Sm}$  korrigiert
- d) Wurde um einen Beitrag von 50% der 202.6 keV (E2) Linie des isomeren Übergangs im  $^{140}\text{Sm}$  korrigiert.
- e)  $\alpha_k$ -Wert nicht konsistent mit angenommenem M1 Character laut Text
- f) Siehe Diskussion im Text
- g) Wurde um einen Beitrag der 419.9 keV (E3) k-Linie im  $^{140}\text{Nd}$  korrigiert
- h) Abgeschätzt aus Koinzidenz-Daten
- i) K-Linie korrigiert um einen Beitrag der 446.6 keV (M1) L-Linie in  $^{141}\text{Sm}$
- j) K-Linie korrigiert um einen Beitrag der 525.0 keV (E2) K-Linie in  $^{142}\text{Nd}$
- k) Übergang verbindet evt. das 3318 keV Niveau zusammen mit einer nicht beobachteten 41 keV Linie
- l) Wurde für Kalibrierung genommen
- m) sehr schwache Linie
- n) K-Linie wurde um einen Beitrag der 754.0 (M4) L-Linie im  $^{143}\text{Sm}$  korrigiert

## 5.2. Diskussion der Ergebnisse

Die Auswertung der  $\gamma$ -Einzel-Spektren war im allgemeinen unproblematisch. Zur Überprüfung der  $\gamma$ -Einzel-Intensitäten waren die  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen wertvoll. Alle nun im folgenden diskutierten Konversionskoeffizienten sind in Fig. 5.2 dargestellt. Die Intensitäten wurden sowohl in  $\gamma$ - als auch im  $e^-$ -Einzel-Spektrum auf den 634.8 keV Übergang im  $^{141}\text{Sm}$  normiert. Die 909.6 keV  $^{141}\text{Sm}$  K-Elektronenlinie konnte von den 907.2 keV  $^{142}\text{Sm}$  und 905.8 keV  $^{142}\text{Sm}$  Linien separiert werden. Die Analyse des 823.1 keV und des 826.0 keV Übergangs ist bereits früher ( Kap. 4.2 ) erläutert. Die 651.9 keV K-Linie wies geringe Intensität auf. Der Untergrundabzug war mit großem systematischen Fehler behaftet, es konnte jedoch ein oberer Grenzwert für die  $e^-$ -Intensität festgelegt werden, der daraus gewonnene Konversionskoeffizient ist mit E2-Multipolarität vereinbar. Die 423.7 keV K-Linie wurde auf den Beitrag der 419.9 keV K-Linie im  $^{140}\text{Nd}$  korrigiert, so daß sich ein Konversionskoeffizient ergab, der M1 Multipolarität entspricht. Der Untergrundabzug der 222.5 keV K-Linie war schwierig, es konnte aber für den Konversionskoeffizienten ein oberes Limit festgelegt werden, das E1-Multipolarität nahelegt. Die niederenergetischen Übergänge 154.5 keV und 159.5 keV liegen dergestalt auf dem  $\delta$ -Elektronenuntergrund, daß eine Abschätzung der Intensität noch möglich ist. Der Eichfaktor C ( Figur 5.1 ) ist jedoch nur mit einer unteren Grenze bestimmbar. Daher läßt sich hier nur ein unterer Grenzwert für den Konversionskoeffizienten angeben, der jedoch in beiden Fällen mit M1-Multipolarität verträglich ist. Zur Überprüfung der Multipolaritäten wurde mittels einer Intensitätsbilanz in den  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren der totale Konversionskoeffizient festgelegt (Fig. 5.2). Die Werte für  $\alpha_{\text{tot}}$  bestätigen den M1-Character. Die Konversionselektronenlinie des 781.6 keV Übergangs ist sehr schwach und liegt auf der Flanke der 777.4 keV  $^{141}\text{Pm}$  K-Linie. Die ermittelte Intensität ist sowohl mit E1 als auch mit E2 Mutipolarität konsistent. Im Falle des 203.2 keV Übergangs wurde die Intensität sowohl im  $e^-$  - als auch im  $\gamma$ -Spektrum auf einen Beitrag der

202.6 keV  $^{140}\text{Sm}$  Linie korrigiert . Nach einer geringen Korrektur durch die 446.6 keV Linie konnte die 487.0 keV K-Linien Intensität verwendet werden um E2-Multipolarität zu bestimmen . Die 792.5 keV K-Linie wird durch die 754.0 keV  $^{143}\text{Sm}$  L-Linie dominiert , jedoch ist die Angabe eines oberen Limits möglich . Obwohl die Intensität der 309.5 keV K-Linie durch die 311.8 keV  $^{140}\text{Pm}$  K-Linie , die 302.5 keV  $^{142}\text{Pm}$  K-Linie und die 272.0 keV  $^{143}\text{Pm}$  L-Linie korrigiert werden muß, läßt sich , da diese Korrekturen gering sind, mit guter Genauigkeit M1-Multipolarität angeben . Die Intensität der 527.8 keV K-Linie mußte um einen geringen Beitrag der 487.0 keV L-Linie korrigiert werden . Die Auswertung aller nicht besonders erwähnter Übergänge der Tabelle 1 war unproblematisch , falls ein  $\alpha_k$  Wert angegeben wurde . Bei Linien , die keine Angabe haben , war entweder die Entfaltung der Linien nicht möglich , da Beiträge von Übergängen unbekannter Multipolarität vorliegen , oder die Linien waren so niederenergetisch , daß eine Trennung vom  $\delta$  - Elektronen- Untergrund nicht gelang . Im Falle der 100.2 keV und 132.6 keV Linie konnten mit Hilfe der Koinzidenzen die totalen Konversionskoeffizienten über Intensitätsbilanz bestimmt werden.

Nachdem die Daten der Tabelle erläutert wurden wird nun das Niveauschema gegeben (Fig. 5.3)



$^{141}_{62}\text{Sm}_{79}$

Fig. 5.3 Termschema des  $^{141}\text{Sm}$

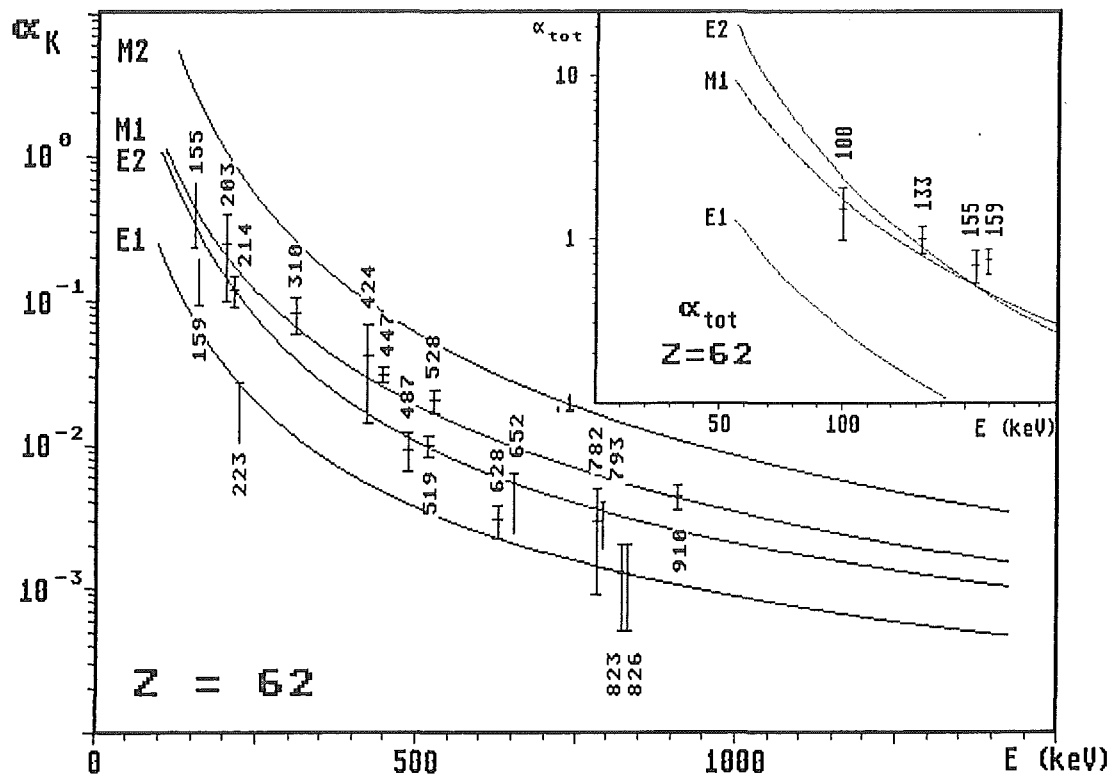


Fig. 5.2 : Darstellung der gemessenen Multipolaritäten

In-Beam Daten liefern normalerweise Yrast-Zustände . Dies gilt jedoch nicht unbedingt bei sphärischen Kernen , weil dort die  $\gamma$  - Zerfallskaskaden stark strukturgeprägt sind , so daß man dort auch Zustände oberhalb der Yrast-Zustände bevölkert . So z.B. im  $^{141}\text{Sm}$  wofür es, wie man sehen wird, einige eindrucksvolle Beispiele gibt .

Die Spektren wurden mit sehr hoher Statistik gemessen, wodurch es möglich wurde, auch für intensitätsschwache  $\gamma$ -Linien die Winkelverteilung noch verläßlich zu bestimmen. Diese Daten alleine lassen jedoch keine Bestimmung der Paritäten zu . Daher muß die Messung der Konversionselektronen zur weiteren Analyse hinzugezogen werden . Die unzweifelhafte Paritätszuordnung ist dabei selbst dann möglich , wenn die Konversionskoeffizienten nur auf 30 % genau bestimmbar sind . Mit der nun vorliegenden Information der Paritätszuordnung kann man meist Aussagen über die Beimischung von

höheren Multipolaritäten treffen . Das Haupthilfsmittel dazu sind die Winkelverteilungen ( MAT 74 ) mit denen das Niveau-Schema ( Fig. 5.3 ) jetzt diskutiert werden soll .

Die Übergänge 634.8 keV , 1088.8 keV , 1418.3 keV und 519.2 keV sind über Konversion gut bestimmt und können als gestreckte E2- Übergänge identifiziert werden . Hyperfeinwechselwirkung und nicht beobachtete Population ( Sidefeeding ) ( MOR 76 ) führen zu einer Störung der Winkelverteilung, die es nötig macht , die Abschwächungskoeffizienten zu kalibrieren . Mit Hilfe der oben erwähnten E2-Übergänge wurden die Abschwächungen  $\alpha_2 = 0.7$  und  $\alpha_4 = 0.4$  analytisch bestimmt . Ein Vergleich der Daten mit der Theorie kann dann nach dieser  $1/\alpha$  Korrektur erfolgen .

Das Niveau bei  $E_x = 175.8$  keV kann unzweifelhaft als  $11/2^-$  - Zustand identifiziert werden (EPP 77) . Die vier gestreckten E2-Übergänge, die bereits erwähnt wurden, erlauben die Zuordnung der Spins  $15/2^-$  ,  $19/2^-$  ,  $23/2^-$  ,  $23/2^-$  zu den Niveaus bei  $E_x = 635$  keV, 1724 keV, 3142 keV, 2243 keV

Die Winkelverteilung der 1329.0 keV Linie legt einen gestreckten  $L = 1$  Übergang fest . Damit ist die Identifikation des 1964 Niveaus als  $17/2^+$ - Zustand festgelegt. Die Winkelverteilungsdaten des 222.5 keV Übergangs legen  $L = 1$  ,  $\Delta I = 0$  nahe , wobei reine Dipolstrahlung vereinbar mit den Daten ist . Die Konversionsdaten bestätigen einen E1-Übergang und ergeben somit für das 2456 keV Niveau Spin und Parität  $23/2^+$  . Der  $A_2$  Wert des 909.6 keV Übergangs zeigt deutlich , daß eine Quadrupolbeimischung vorhanden ist ,  $A_2$  ist hier sowohl mit  $26 \% < Q < 45 \%$  als auch mit  $80 \% < Q < 100 \%$  vereinbar , der  $A_4$  Wert ist jedoch mit der zweiten Lösung inkonsistent . Die Konversionsdaten lassen eine Identifizierung als M1-Übergang zu , die die Zuordnung des 910 keV Zustandes als  $13/2^-$  - Niveau erlaubt . Durch den klaren E1-Charakter des 826.0 keV Übergangs ist auch das 1736 keV Niveau als  $15/2^+$  bestimmt . Ähnlich wie im vorherigen Fall kann beim 1124.5 keV Übergang der Quadrupolbeitrag zu  $26 \% < Q < 45 \%$  festgelegt werden . Zusammen mit dem E1-Charakter des 628.3 keV Übergangs sind somit die  $17/2^-$  und  $19/2^+$  Zuordnungen der 1759 keV und 2388 keV Zustände festge-



legt . Die Winkelverteilung des 663.6 keV Übergangs ist mit Dipolstrahlung, die eine Quadrupolbeimischung  $Q = 2.5 \%$  beinhaltet, vereinbar . Die Quadrupolbeimischung des 423.7 keV Übergangs muß mit  $Q > 5 \%$  angegeben werden . Beide Übergänge bestätigen das bereits oben erwähnte  $19/2^+$  - Niveau . Die Bestimmung der Niveaus zwischen 2.5 MeV und 3.1 MeV gestaltet sich etwas schwieriger , da hier unter anderem eine Reihe niederenergetischer Übergänge liegen , die wie vorher diskutiert nicht einfach zu analysieren sind . Dennoch lassen sich mit Hilfe von Intensitätsbilanzen die  $\alpha_{\text{tot}}$  Werte der 159.3 keV , 100.2 keV und 154.5 keV Übergänge angeben . Die vorliegenden Konversionsdaten für die 154.5 keV und 159.3 keV Linien geben nur untere Grenzwerte , bestätigen aber eine Zuordnung der Multipolarität M1 , so daß positive Parität identifiziert werden kann . Die Winkelverteilungen schließen  $\Delta I = 0$  aus und  $\Delta I = -1$  ist nicht akzeptabel , da alle sonst zu erwartenden  $\gamma$ -Übergänge nicht gesehen werden und andererseits die 181.6 keV und 336.1 keV Übergänge mit ansteigendem Spin-Wert der Niveaus verständlich sind. Die Winkelverteilung des 213.8 keV Übergangs legt  $\Delta L = 1$  nahe , der  $\alpha_k$  Wert ist damit jedoch nur innerhalb von  $1.8 \sigma$  vertäglich. Der  $A_2$  Wert läßt einen Quadrupolbeitrag  $1 \% < Q < 2 \%$  zu. Es wird daher eine M1 Multipolarität zugeordnet , da E1 Multipolarität aufgrund der Konversionsdaten mit Sicherheit ausgeschlossen werden kann . Die Zuordnung der höher liegenden Niveaus ist aufgrund der vorliegenden Daten eindeutig . Lediglich das  $A_2$  aus der Winkelverteilung des 487.0 keV Übergangs läßt die Vermutung zu , daß es sich um einen Übergang M1+E2 handeln könnte , was jedoch verworfen werden muß , da  $A_4$  damit nicht vereinbar ist . Die Fehlerangabe des  $A_2$  ist offenbar zu optimistisch und es liegt tatsächlich ein gestreckter E2 - Übergang vor. Die Positionierung des 132.6 keV Übergangs ist im Grunde unklar , die Intensitätsverhältnisse aus den Koinzidenzspektren sprechen jedoch für eine Positionierung an dieser Stelle .

## 6. Kernphysikalische Interpretation

Wie in der Einleitung zu dieser Arbeit bereits angekündigt, soll die Interpretation des Niveauschemas klären, ob es sich hier um einen Kern handelt, der im Rahmen der "kollektiven Rotoren" oder im Bild des empirischen Schalenmodells interpretierbar ist und damit vorwiegend durch Zweiteilchen-Wechselwirkungen beschreibbar ist. Im letzteren Fall wird  $^{141}\text{Sm}$  als 3-Neutronen-2-Protonen-Lochkern relativ zu dem magischen  $^{146}\text{Gd}$  interpretiert und es wird im folgenden gezeigt werden, daß  $^{141}\text{Sm}$  quantitativ durch das Schalenmodell beschrieben wird. Es sei an dieser Stelle daran erinnert, daß  $^{146}\text{Gd}$  den Charakter eines doppelt magischen Kerns hat (KLE 79, BRO 79, DAL 80, WIL 80, PII 81). Schon in den 50'er Jahren ergaben sich dafür durch  $Q_\alpha$ -Systematiken (RAS 53) erste Anzeichen. Jedoch konnten erst in den letzten Jahren, vorwiegend durch Arbeiten am Jülicher Institut, die doppelt magischen Eigenschaften von  $^{146}\text{Gd}$  unter Beweis gestellt werden: die Lage des tiefsten  $2^+$  Niveaus bei 2 MeV Anregungsenergie ist 300 keV höher als in den benachbarten  $N = 82$  Kernen (OGA 78). Dies bildet ein wichtiges Argument für den  $Z=64$  Schalenabschluß bei  $^{146}\text{Gd}$ . In vieler Hinsicht verhält sich  $^{146}\text{Gd}$  ähnlich wie der doppelt magische Kern  $^{208}\text{Pb}$  ( $Z=82$ ,  $N=126$ ). Dort ist der Schalenabschluß jedoch stärker ausgeprägt. In Fig. 6.1 wird das empirische Einteilchendiagramm für  $^{146}\text{Gd}$  gezeigt. Die relativ geringe  $Z=64$  Energielücke (von ca. 2.5 MeV) zeigt sich indirekt auch beim Vergleich der Anregungsspektren der  $^{144}\text{Gd}$  und  $^{142}\text{Sm}$   $N=80$  Isotone, die bei (LAC 85) diskutiert werden. In beiden Kernen sieht man, wie erwartet, gleiche  $\nu^{-2}$  Anregungen aber außerdem sehr ähnliche  $\pi^{+1}\pi^{-1}$  Zustände, wobei auch die  $\pi^{+2}10^+$  Anregungen des  $h_{11/2}$ -Protons des ersten Orbitals oberhalb  $Z=64$  vergleichbar sind. Unterhalb dieser 2-Quasiteilchen Anregungen findet man die kollektiven  $2^+$  und  $3^-$  Zustände sowie einen  $4^+$  Zustand nahe beim  $3^-$  Niveau. Da die Struktur von  $^{142}\text{Sm}$  ( $N=80$ ) recht gut verstanden ist,

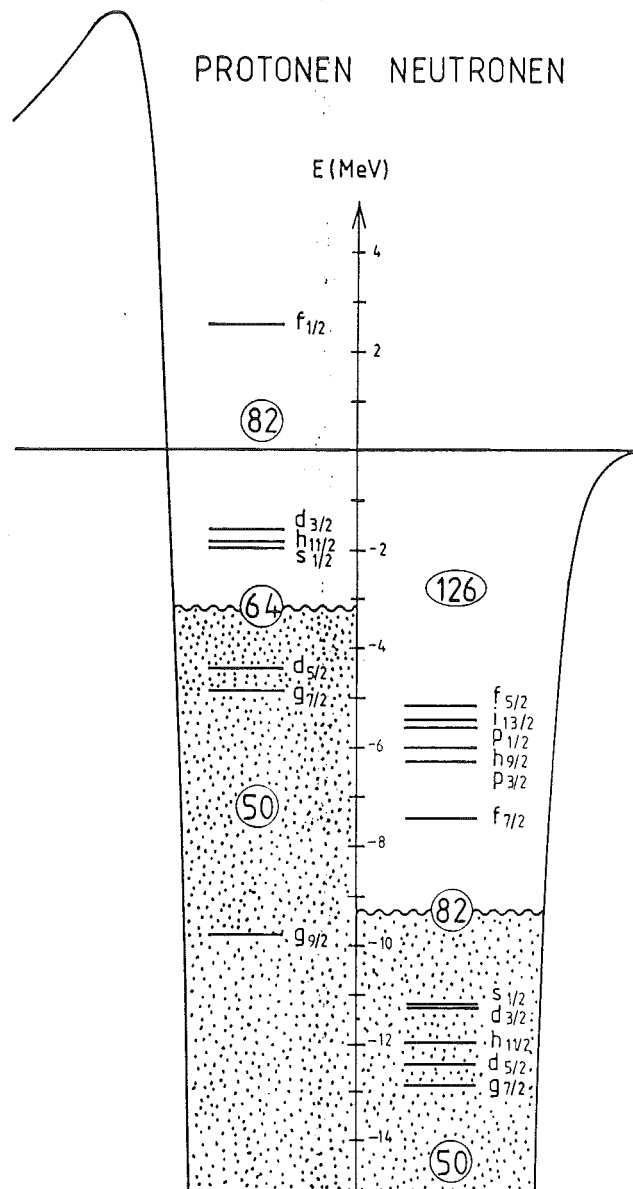


Fig. 6.1 : Empirisches Einteilchendiagramm für  $^{146}\text{Gd}$

Es handelt sich hier um einen Kern der bereits sehr neutronenarm ist, wodurch die Verschiebung der Fermi-niveaus zu erklären ist.

wird nun die Struktur von  $^{141}\text{Sm}$  ( $N=79$ ) so analysiert, daß man ein Neutronenloch an die weitestgehend bekannten Zustände von  $^{142}\text{Sm}$  ankoppelt. Bei der Diskussion der Hochspin-Zustände im  $^{141}\text{Sm}$  beobachtet man praktisch nur die  $^{142}\text{Sm} \times \nu h_{11/2}^{-1}$  Zustände. Das  $\nu h_{11/2}^{-1}$  Niveau von  $^{141}\text{Sm}$  ist zwar ein angeregter Zustand, er liegt jedoch recht tief (176 keV) und die darunter liegenden Zustände sind vom  $\nu s_{1/2}^{-1} \times ^{142}\text{Sm}$  und  $\nu d_{3/2}^{-1} \times ^{142}\text{Sm}$  Character, also wesentlich niedriger im Spin und sind deshalb in Yrast Experimenten im wesentlichen nicht angeregt. Darüberhinaus ist das  $\nu h_{11/2}^{-1}$  (176 keV) Niveau ein 22.5 min. Isomer und ist deshalb in Koinzidenzexperimenten vollständig von den Zuständen mit niedrigem Spin getrennt. Im  $N=80$  "core" ist praktisch an jedem Yrast-Zustand ein  $h_{11/2}$  Nukleon beteiligt. Dies geschieht entweder in Form eines  $\nu h_{11/2}$  - Loch Zustandes oder als  $\pi h_{11/2}$  - Teilchen. Im  $N=79$  Nachbarn ( $^{141}\text{Sm}$ ) wird deshalb die Ankopplung eines weiteren  $\nu h_{11/2}^{-1}$  Nukleons an diese "core" Zustände untersucht. Hierbei gibt es wichtige Voraussagen die das Schalenmodell macht, je nachdem ob man an ein vorhandenes  $\nu h_{11/2}^{-1}$  Loch oder an ein vorhandenes  $\pi h_{11/2}^{+1}$  Teilchen ankoppelt. Zum einen resultieren Ankopplungen an Teilchen oder Loch-Zustände in verschiedenen Multiplettspektren, zum anderen unterscheiden sich  $\nu^{-1}$  und  $\pi^{+1}$  Anregungen wesentlich, da im ersten Fall das Pauliprinzip zum Tragen kommt, im letzteren Fall jedoch nicht, was z.B. den höchstmöglichen Spin einer Vielteilchenkonfiguration beeinflusst.

Bevor dies genauer diskutiert wird, soll aber die Ankopplung an die tieferliegenden kollektiven Zustände ( $2^+$ ,  $3^-$ ,  $4^+$ ) besprochen werden. Der niedrigste angeregte Zustand im  $^{142}\text{Sm}$  ist der  $2^+$  Zustand. Er liegt wesentlich tiefer in den  $N=82$  Kernen wo  $\pi d_{5/2}^{-2}$  oder  $\pi d_{5/2}^{-1} s_{1/2}$  Anregungen wesentlich beitragen. RPA (Random-Phase -Approximation) Rechnungen (CON 84) legen nahe, daß die größten individuellen Amplituden, die zum  $2^+$   $^{146}\text{Gd}$  Zustand beitragen, von den  $\pi s_{1/2} d_{5/2}^{-1}$ ,  $\pi d_{3/2} g_{7/2}^{-1}$  und  $\nu f_{7/2} h_{11/2}^{-1}$  Anregungen herrühren. Die weitaus niedrigere Energie des  $2^+$  Zustandes in  $^{142}\text{Sm}$  (Fig. 6.2) ist ein Zeichen für den mehr komplexen Charakter der

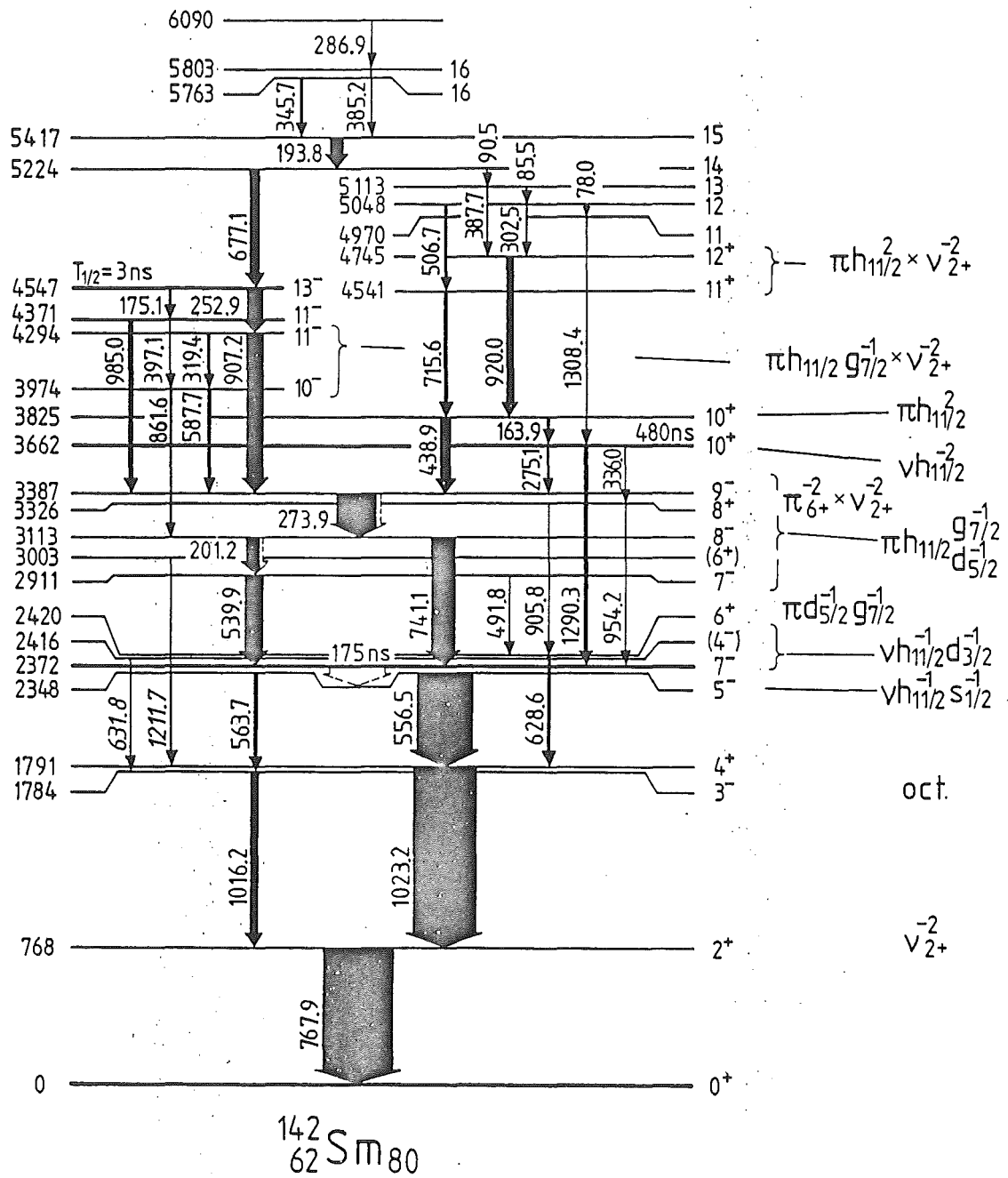


Fig. 6.2 : Termschema und Konfigurationen im  $^{142}\text{Sm}$  (LAC 85)

Struktur dieses Zustandes . In der Interpretation von (LAC 85) wird dieser im Wesentlichen gebildet durch die Kopplung von 2 Neutronen Löchern in diesen Kernen . Die dominanten Beiträge der  $\nu s_{1/2}^{-1} d_{3/2}^{-1}$  und  $\nu d_{3/2}^{-2}$  Konfigurationen können die relativ niedrige Anregungsenergie erklären . Der Zwei-Neutronen-Loch Charakter wird weiterhin dadurch unterstützt , daß die  $2^+$  Energien in den N=80 Isotonen nahezu konstant sind.

Die Ankopplung eines  $\nu h_{11/2}^{-1}$  an den  $2^+$  Zustand führt im Prinzip zum Multipllett mit den Spins  $7/2^- - 15/2^-$  . Entlang der Yrast - Linie werden jedoch offenbar nur die Niveaus  $15/2^-$  und  $13/2^-$  beobachtet . Fig. 6.3 gibt erneut das Termschema von  $^{141}\text{Sm}$  diesmal jedoch mit der Zuordnung der Konfigurationen der Niveaus.

Die  $3^-$  und  $4^+$  Zustände im  $^{142}\text{Sm}$  (N=80) liegen energetisch sehr nahe beieinander . Daher war es experimentell recht schwierig , die (N=79)  $\nu h_{11/2}^{-1} \times 3^-, 4^+$  Zustände im  $^{141}\text{Sm}$  zu identifizieren . Die Konversionsdaten lieferten hierbei den wesentlichen Beitrag zu deren Aufklärung . Damit ist die Zuordnung jetzt einwandfrei geklärt.

Von dem Multipllett  $\nu h_{11/2}^{-1} \times 4^+$  werden entlang der Yrast-Linie wieder nur die  $19/2^-$  und  $17/2^-$  Zustände beobachtet , die eng beieinander liegen . Die tiefliegenden  $2^+, 3^-, 4^+$  Zustände im ( N=80 ) "Core" sind auf Grund der tiefliegenden Anregungsenergie kollektive Zustände, obwohl  $B\tilde{E}\lambda$ -Werte bisher nicht gemessen wurden. Die Struktur des  $2^+$  Zustandes weicht stark von der des  $4^+$  Zustandes ab. Wie erwähnt hat der  $2^+$  Zustand starke  $\nu s_{1/2}^{-1} d_{3/2}^{-1}$  und  $\nu d_{3/2}^{-2}$  Komponenten die nicht zum  $4^+$  Zustand beitragen können, was sich in der hohen  $4^+$  Energie widerspiegelt. Komponenten, die zur  $4^+$  Struktur beitragen sind bei deutlich höherer Energie zu erwarten.

Es ist schwierig, quantitative Vorraussagen für die Ankopplung eines Valenznukleons an solche kollektiven Zustände zu machen, jedoch erlauben die Daten im ungeraden Kern sichere Rückschlüsse über das Vorzeichen des Quadrupolmomentes des "Core"-Zustandes. Bei gleichen Vorzeichen der

Quadrupolmomente ergibt die  $q \cdot Q$ -Wechselwirkung ein nach unten geöffnetes Multiplett mit den extremen Kopplungen bei niedriger Energie. Bei umgekehrtem Vorzeichen ist das Multiplett nach oben geöffnet. Da das  $\nu h_{11/2}^{-1}$  Nukleon des  $^{141}\text{Sm}$  ein positives Quadrupolmoment hat, ergeben unsere Daten ein positives Quadrupolmoment auch für den  $2^+$  und den  $4^+$  Zustand des  $^{142}\text{Sm}$ . Andererseits ergibt sich negatives Quadrupolmoment für den  $3^-$  Zustand was in Übereinstimmung mit den Ergebnissen für den Oktupolzustand in  $N=82$  Kernen ist, und dort auch aus mikroskopischen Erwägungen folgt. ( JBI 88 )

Diese Schlussfolgerungen für die  $2^+$  Quadrupolvorzeichen werden unabhängig unterstützt durch die Ergebnisse im  $^{143}\text{Eu}$  wo ein  $h_{11/2}$ -Proton Teilchen an  $^{142}\text{Sm}$  angekoppelt wird und die Zustände  $13/2^-$ ,  $15/2^-$  identifiziert wurden, hier jedoch in umgekehrter Reihenfolge.

Nachdem nun die niedrig liegenden Niveaus diskutiert sind, werden die höher liegenden Zustände mit höheren Spins analysiert, die im Rahmen dieser Arbeit die eigentlich interessanten sind. Diese Niveaus werden gebildet durch die Kopplung mehrerer Valenznukleonen. Ihre Energie sollte deshalb ausschließlich durch Einteilchenenergien und Zwei-Nukleon-Restwechselwirkungen bestimmt sein. Aus mindestens drei Gründen sind hierbei die vollständig (oder nahezu vollständig) ausgerichteten Kopplungen von besonderem Interesse. Zunächst werden solche Niveaus selektiv in Yrast-Experimenten wie durch die  $(\alpha, n)$ -Reaktion angeregt. Außerdem ist natürlicherweise die Niveaudichte entlang der Yrastlinie minimal, und deshalb die Wahrscheinlichkeit am größten, daß ein beobachteter Zustand durch eine spezifische Vielteilchenkonfiguration charakterisiert werden kann. Für die nicht ausgerichteten Kopplungen, die im allgemeinen weiter oberhalb der Yrastlinie liegen, ist oft die Konfiguration durch Mischung mit benachbarten Niveaus verwischt. Schließlich tragen zur ausgerichteten Kopplung nur eine minimale Anzahl von Zwei-Körperkräften bei. Gerade diese können vorzugsweise aus Yrast-Experimenten in Nachbarkernen bestimmt werden.

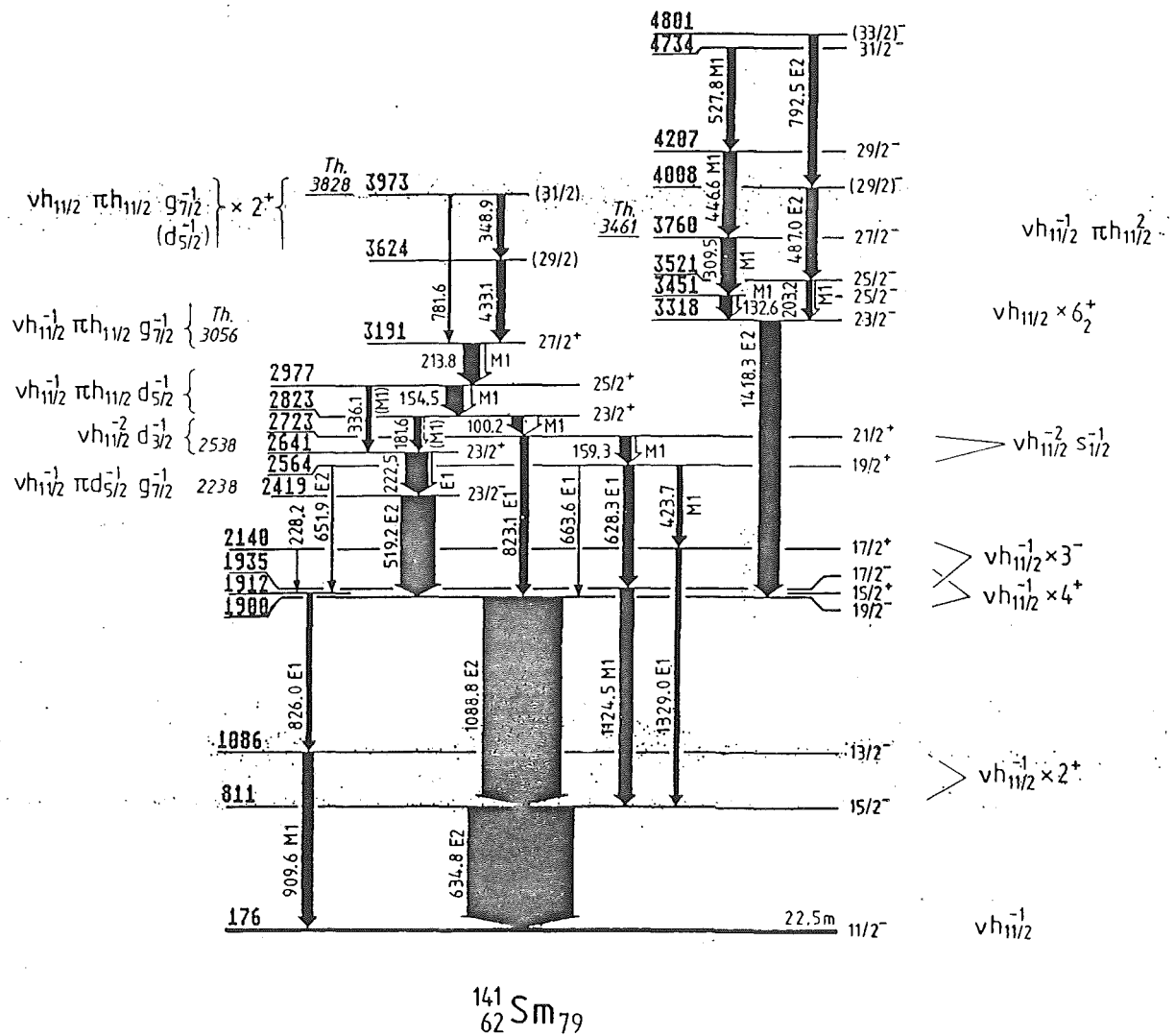


Fig. 6.3 : Termschema des  $^{141}\text{Sm}$  mit den Konfigurationen der Niveaus.

Es werden theoretische Werte angegeben für alle Niveaus deren Positionierung durch Rechnungen unterstützt wurden.

Abweichend von dem Termschema das vorher gegeben wurde, sind die Energien der Niveaus jetzt nicht mehr auf den  $I^{\pi}=11/2^{-}$  normiert.



Im Schalenmodell sind das gewöhnlich die gestreckten Konfigurationen eines Mehr-Nukleonen-Multipletts. Im hier vorliegenden Fall von  $^{141}\text{Sm}$  gilt dies jedoch nicht uneingeschränkt, weil gestreckte Ein-Teilchen-Ein-Loch-Anregungen repulsiv sind, während Loch-Loch-Anregungen und Teilchen-Teilchen-Anregungen attraktiv sind. Daher kann es durchaus vorkommen, daß nicht die gestreckte Konfiguration den ausgeprägtesten Yrast-Zustand bildet, sondern die, deren Spin sich um eine oder zwei Einheiten unterscheiden und damit die tiefstliegenden Zustände an der Yrast-Linie bilden. Für die quantitative Analyse wird daher jeweils die optimale Kopplung genommen. Da bei einer solchen Analyse in verschiedenen Kernen gemessene Energien kombiniert werden, wird die Rechnung in einer absoluten Energieskala (Bindenenergie) durchgeführt, weshalb auch die respektiven Kernmassen genau bekannt sein müssen.

Das Schalenmodell schlägt die unabhängige Bewegung von Nukleonen vor. In einem Mehrnukleonen-System werden die Drehimpulse der Teilchen gekoppelt wobei das Pauliprinzip exakt eingehalten wird. Die Existenz der magischen Zahlen gibt Anlaß, zwischen den Freiheitsgraden des "Core" und den Freiheitsgraden der wenigen Valenznukleonen zu unterscheiden. Diese bewegen sich auf wohldefinierten Bahnen außerhalb des "Core". Im allgemeinen wird ein spezifisches Niveau in einem Kern nicht eine "reine" Konfiguration haben, sondern vielmehr die Überlagerung vieler Konfigurationen mit gleichem Spin und gleicher Parität darstellen. In einigen besonderen Fällen kann es jedoch zutreffen, daß ein Niveau eine einfache Struktur hat, die weitgehend durch eine einzelne Konfiguration geprägt ist. Wie schon erwähnt ist dies oftmals für Mehrteilchen-Niveaus entlang der Yrast-Linie optimal erfüllt. In solchen Fällen kann die Gesamt-Konfiguration in einfachere Unter-Konfigurationen aufgespalten werden, wobei diese dann meist in den Nachbarkernen aufzufinden sind.

Dies induziert einen linearen Zusammenhang zwischen den Massen  $M$  der Niveaus, in den Kernen  $(Z, N)$  die bei dieser Analyse auftreten :

$$\sum_{N,Z} c(Z, N) M(Z, N) = 0 \quad (1)$$

wobei  $c(Z, N)$  positive oder negative ganze Zahlen sind , mit der Randbedingung :

$$\sum c(Z, N) = 0 \quad (2)$$

$M$  ist hierbei die Superposition von Massen  $M_i$  der verschiedenen Zustände  $(i)$  in dem Kern  $(Z, N)$

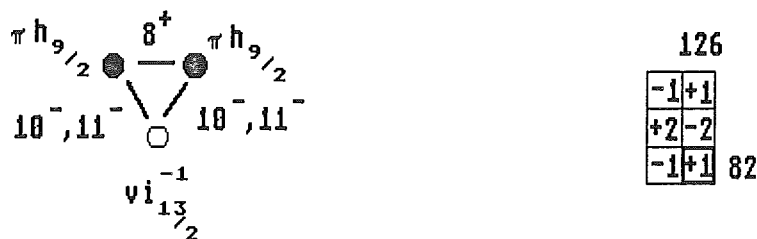
$$M(Z, N) = \sum_i p_i M_i(Z, N) \quad (3)$$

Hierbei ist  $p_i$  das Quadrat des " fractional parentage " Koeffizient , der die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Zustandes  $i$  wiedergibt .

Hierbei gilt :

$$\sum p_i = 1 \quad (4)$$

Die Koeffizienten  $c(Z, N)$  in Gleichung (1) bestimmen , welche Kerne beitragen . Es ist recht anschaulich , diese Koeffizienten in der  $N, Z$  - Ebene aufzutragen ( Wie in Fig. 6.4 für einen Kern mit 2 Protonen und einem Neutronenloch gezeigt ) .



Figur 6.4 : Schematische Darstellung des  $(\pi h_{9/2}^2 \nu i_{13/2}^{-1})_{29/2}^{+}$  Zustands

Lochzustände werden im folgenden als offene Kreise dargestellt, Teilchenzustände als geschlossene Kreise. Die Wechselwirkungen sind durch die Striche angedeutet. Es werden dabei jeweils die zur Rechnung notwendigen Spinkopplungen dargestellt, die im allgemeinen nicht alle möglichen Kopplungen erfassen.

Bei der Anwendung der Gleichungen 1 - 4 spaltet man gewöhnlich die Massen  $M_i$  in die Anregungsenergien des Niveaus  $E_i$  und die Grundzustandsmasse  $M_0$  auf .

$$M_i (Z, N) = E_i (Z, N) + M_0 (Z, N) \quad (5)$$

Einsetzen von Gl.(3) liefert mit Gl. (4)

$$M (Z, N) = E (Z, N) + M_0 (Z, N) \quad (6)$$

wobei

$$E (Z, N) = \sum p_i E_i (Z, N) \quad (7)$$


Die Faktoren  $p_i$  werden durch Kopplungsrelationen von Drehimpulsen bestimmt. Im obigen Beispiel bestimmen sie mit welcher Wahrscheinlichkeit im  $29/2^+$  Zustand die  $(\pi h_{9/2}^2 \nu_{13/2}^{-1}) 10^-$  und  $11^-$  Energie beiträgt.

Einsetzen von (6) in (1) liefert :

$$\sum_{N,Z} c(Z, N) M_0 (Z, N) = - \sum_{N,Z} c(Z, N) E (Z, N) \equiv S$$

Diese Gleichung enthält auf der linken Seite nur Massen, auf der rechten Seite nur ( gemessene) Anregungsenergien . Sie kann daher zur Berechnung der Energie einer Mehrteilchenkonfiguration benutzt werden, wenn die Anregungsenergien der Unterkonfigurationen und die entsprechenden Kernmassen bekannt sind.

Es sei darauf hingewiesen , daß diese Abhandlung nur einen kurzen Abriss der Methodik darstellt , die nun angewendet werden soll . Für detaillierte Informationen sei auf die Literatur ( BLO 83 ) verwiesen . Im Anschluss soll anhand des ersten Beispiels die Anwendung dieser Rechnung gezeigt werden .

Bei den nun folgenden Rechnungen wird jeweils das Wechselwirkungsschema in der bereits beschriebenen Art auf der linken Seite gegeben. Auf der rechten Seite ist das entsprechende Einteilchendiagramm in stark schematisierter Art dargestellt. Die in den Rechnungen berücksichtigten Wechselwirkungen sind dabei jeweils durch Verbindungslinien angedeutet. Das Symbol  stellt ein  $O^+$  - Lochpaar dar.

Im  $^{141}\text{Sm}$  liegen vier Arten von 3-Quasiteilchenzuständen vor :

$$\nu^{-3} \quad \nu^{-1} \pi^{-2} \quad \nu^{-1} \pi^+ \pi^{-1} \quad \nu^{-1} \pi^{+2} .$$

Weiterhin tragen in allen vier Fällen mit unterschiedlicher Stärke  $O^+$  -Paare bei , die in der quantitativen Analyse mit in Betracht gezogen werden müssen. Damit ergeben sich die vier Konfigurationen als :

$$\nu^{-3} \pi_{0+}^{-2} \quad \nu^{-1} \pi^{-2} \nu_{0+}^{-2} \quad \nu^{-1} \pi^+ \pi^{-1} \nu_{0+}^{-2} \pi_{0+}^{-2} \quad \nu^{-1} \pi^{+2} \nu_{0+}^{-2} \pi_{0+}^{-4}$$

Um die oben beschriebene Methode zu verdeutlichen soll der  $23/2^+$  Zustand im  $^{141}\text{Sm}$  bei  $E_x = 2641$  diskutiert werden . Dieser Zustand ist , wie noch bewiesen wird, ein  $\nu h_{11/2}^{-1} h_{11/2}^{-1} d_{3/2}^{-1}$  Zustand , der maximal gestreckt ist. Damit gehört er zur ersten Gruppe der oben dargestellten Möglichkeiten.

Die 3-Quasiteilchen-Struktur ist schematisch in Fig. 6.5 wiedergegeben, wobei in der linken Darstellung nur die Quasiteilchen gezeigt sind.

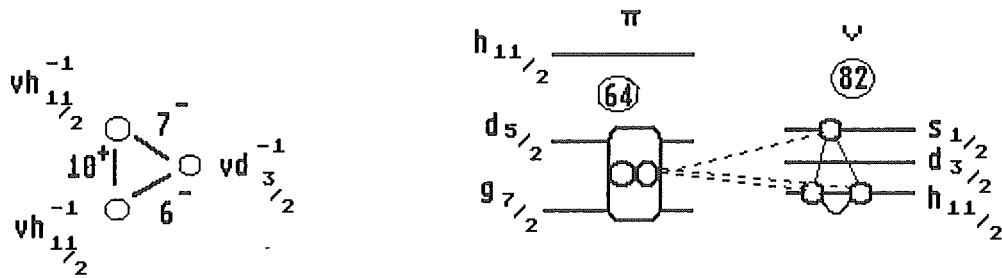


Fig. 6.5 : Schematische Darstellung der Wechselwirkung und des Einteilchen Diagramms.

Bei der Herleitung werden nun die drei Nukleonen paarweise auf 3 verschiedene Weisen gekoppelt .  $vh_{11/2}^{-1} h_{11/2}^{-1}$  - Zustände koppeln maximal zu  $10^+$  ( Pauliprinzip ), die Kopplung von  $vh_{11/2}^{-1}$  und  $vd_{3/2}^{-1}$  -Zuständen trägt deshalb mit  $I^\pi = 7^-$  und  $I = 6^-$  zur Dreiteilchenkopplung bei. Die entsprechenden  $10^+$  und  $7^-$  Zustände sind in Sm (N=80) bekannt, während der  $6^-$  Zustand nicht bekannt ist , jedoch aus der Systematik der Massengegend zu 2622 keV abgeschätzt wird .

Daher ist der c - Koeffizient ( Gl. 1 ) für  $^{142}\text{Sm}$  :

$$c(62, 80) = 3 .$$

Bei dieser Aufspaltung in drei unabhängige paarweise Kopplungen wurden nun die Einteilchenenergien der Nukleonen jeweils doppelt gezählt , so daß man die experimentellen  $vh_{11/2}^{-1}$  bzw.  $vd_{3/2}^{-1}$  Energien subtrahieren muß .

Dies führt , da diese alle in  $^{145}\text{Sm}$  beobachtet werden zu :

$$c(62, 81) = -3 .$$

Um die Massenrelation auf die Form ( 1 ) zu bringen , mit 0 auf einer Seite, wird der  $^{141}\text{Sm}$  - Term auf die linke Seite gebracht, wodurch der entsprechende Koeffizient

$$c(62, 79) = -1 .$$

festgelegt wird.

Da weiterhin die Summe aller  $c(Z,N) = 0$  ist ( Gl. 2 ) ergibt sich :

$$c(62, 82) = +1$$

In Fig. 6.6 werden diese  $c(Z, N)$  Koeffizienten in einem "Fenster" in der  $N, Z$  Ebene dargestellt, wobei der dicke Rahmen  $^{144}\text{Sm}$  darstellt, der für die reine 3-Loch-Anregung, der "Core" ist.

$$S = \overset{82}{\boxed{-1+3-3+1}} \text{ Sm}$$

Fig. 6.6 : Darstellung eines Massenfensters in der  $(N, Z)$ -Ebene mit Wichtungsfaktoren.

Die Koeffizienten  $c(Z, N)$  geben also lediglich die Wichtungsfaktoren mit denen die individuellen Kerne zur Analyse beitragen. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines individuellen Zustandes ist durch die Faktoren  $p_i$  (Gl. 3) gegeben. Diese berechnen mit Spin-Kopplungs-Kombinatorik (Gl. 4) zu :

$$\begin{aligned} p(v h_{11/2}^{-2}, 10^+) &= 1 \\ p(v h_{11/2}^{-1} d_{3/2}^{-1}, 6^-) &= 3/14 \\ p(v h_{11/2}^{-1} d_{3/2}^{-1}, 7^-) &= 25/14 \end{aligned}$$

Schreibt man nun die Analyse in übersichtlicher Form unter Einfügung der experimentellen Energien auf, so erhält man :

$$\begin{aligned} E_{23/2} &= E_{10^+} + \frac{3}{14} E_{6^-} + \frac{25}{14} E_{7^-} \\ &\quad \text{}^{142}\text{Sm} \quad \text{}^{142}\text{Sm} \quad \text{}^{142}\text{Sm} \end{aligned} \quad \text{(Wechselwirkungen)}$$

$$3662 + \frac{3}{14} 2622 + \frac{25}{14} 2372$$

$$\begin{aligned} - E_{11/2^-} - E_{11/2^-} - E_{3/2^+} \\ \text{}^{143}\text{Sm} \quad \text{}^{143}\text{Sm} \quad \text{}^{143}\text{Sm} \end{aligned} \quad \text{(Einteilchenkorrekturen)}$$

$$755 \quad 755 \quad 107$$

$$+ S = 2538 \text{ keV}$$

$$4412$$

$$\overset{82}{S = \boxed{-1+3-3+1}} \text{ Sm} = 4412 \text{ keV}$$

Exp.: 2641 keV

Die experimentellen Grundzustandsmassen und die Anregungsenergien der Niveaus sind der Literatur ( siehe Anhang zur Literaturliste ) entnommen.

Im Vergleich dazu beträgt der experimentelle Wert  $E_{23/2^-} = 2641 \text{ keV}$  . Dies ist in hervorragender Übereinstimmung .

Es sei gesagt , daß im Grunde die drei Wechselwirkungen mit dem Lochpaar hätten berücksichtigt werden müssen . Anhand des folgenden "Wechselwirkungsschemas" sei erklärt , daß dies nicht nötig war .

Berechnet wurde :

$$\begin{array}{c} \text{O} \\ \diagup \quad \diagdown \\ \text{O} \quad \text{O} \end{array} = \begin{array}{c} \text{O} \quad \text{O} \\ | \quad | \\ \text{O} \quad \text{O} \end{array} + \begin{array}{c} \text{O} \quad \text{O} \\ \diagdown \quad \diagup \\ \text{O} \quad \text{O} \end{array} + \begin{array}{c} \text{O} \\ | \\ \text{O} \quad \text{O} \end{array} - \begin{array}{c} \text{O} \\ | \\ \text{O} \end{array} - \begin{array}{c} \text{O} \quad \text{O} \\ | \quad | \\ \text{O} \quad \text{O} \end{array} + S \quad (\text{Gl. 7})$$

Es wäre jedoch exakt gewesen, auch den Einfluß des Lochpaares zu berücksichtigen:

$$\begin{array}{c} \text{O} \\ \diagup \quad \diagdown \\ \text{O} \quad \text{O} \end{array} = \begin{array}{c} \text{O} \quad \text{O} \\ | \quad | \\ \text{O} \quad \text{O} \end{array} + \begin{array}{c} \text{O} \quad \text{O} \\ \diagdown \quad \diagup \\ \text{O} \quad \text{O} \end{array} + \begin{array}{c} \text{O} \\ | \\ \text{O} \quad \text{O} \end{array} - \begin{array}{c} \text{O} \\ | \\ \text{O} \end{array} - \begin{array}{c} \text{O} \quad \text{O} \\ | \quad | \\ \text{O} \quad \text{O} \end{array} + \begin{array}{c} \text{O} \\ | \\ \text{O} \end{array} + S \quad (\text{Gl.8})$$

mit

$$S = \overset{82}{-1+3-3+1} S_m = 4412 \text{ keV}$$

Dies ist jedoch gleichwertig mit Gl. 7 da Gl. 8 in Gl. 7 übergeht, wenn alle Wechselwirkungen mit dem Lochpaar unberücksichtigt bleiben.

Als nächstes wird ein Beispiel für einen  $\nu^{-1}\pi^{-2}$  Zustand gerechnet , bei dem die Wechselwirkungen mit dem Lochpaar nicht so einfach abgehandelt werden können :

Es wird gezeigt , daß das  $23/2^-$  - Niveau bei  $E_x = 2419$  mit der gerechneten Energie der  $(\pi d_{5/2}^{-1} \pi g_{7/2}^{-1} \nu h_{11/2}^{-1})$  Konfiguration gut übereinstimmt. Also :

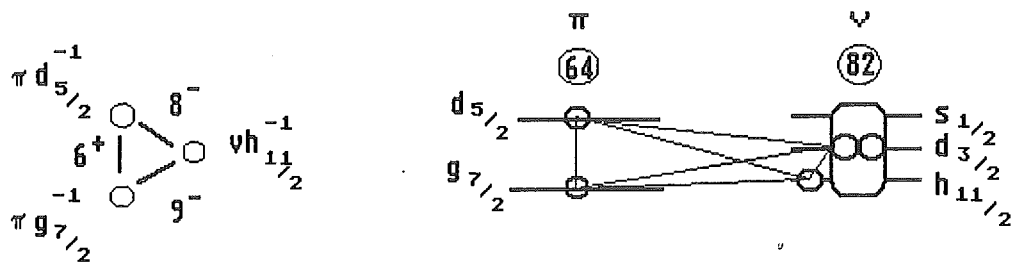


Fig. 6.7 : Darstellung der  $(\pi d_{5/2}^{-1} \pi g_{7/2}^{-1} \nu h_{11/2}^{-1})$  Konfiguration und des Einzelchendiagramms

Die Konfiguration wird analog zum vorherigen Beispiel in die verschiedenen Wechselwirkungen aufgespalten, um die Einteilchenenergien korrigiert und das "Massenfenster"  $S$  subtrahiert.

Hierbei ist jeweils in der ersten Zeile die Wechselwirkung bzw. die Einteilchenenergie dargestellt. Die zweite Zeile gibt den Kern an wo diese zu finden ist, die dritte Zeile deutet die individuelle Konfiguration an, wogegen die vierte Zeile die experimentellen Daten wiedergibt.

$$\begin{aligned}
 E_{23/2} &= E_{6^+} + E_{9^-} + E_{8^-} + E_{11/2^-} \\
 &\quad {}^{142}\text{Sm} \quad {}^{144}\text{Eu} \quad {}^{144}\text{Eu} \quad {}^{143}\text{Gd} \quad (\text{Wechselwirkungen}) \\
 &\quad d^- g^- o^+ \quad h^- g^- \quad h^- d^- \quad h^- o^+ \\
 &\quad 2420 + 1338 + 1128 + 153
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &- E_{5/2^+} - E_{7/2^+} - 2 E_{11/2^+} - E_{0^+} \\
 &\quad {}^{145}\text{Eu} \quad {}^{145}\text{Eu} \quad {}^{145}\text{Gd} \quad {}^{144}\text{Gd} \quad (\text{Einteilchenkorrekturen}) \\
 &\quad d^- \quad g^- \quad h^- \quad 0^+ \\
 &\quad - 0 - 330 - 1498 - 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 + S &= 2238 \text{ keV} \\
 - 973 &\quad \text{Exp.: } 2419 \text{ keV}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &\quad 79 \quad 82 \\
 S = &\begin{array}{|c|c|c|c|} \hline +1 & -1 & -2 & +2 \\ \hline & & +2 & -2 \\ \hline -1 & +1 & & \\ \hline \end{array} \begin{array}{l} \text{Gd} \\ \text{Eu} \\ \text{Sm} \end{array} = -973
 \end{aligned}$$



Die Übereinstimmung des experimentellen Resultates mit der Rechnung ist wiederum überzeugend für die Zuordnung, besonders in Anbetracht der relativ komplexen Analyse zu der zum Teil mit erheblichen Fehlern behaftete Daten aus 8 Nukliden beitragen.

Als nächstes Beispiel wird die  $\nu^{-1}\pi^{+1}\pi^{-1}$  Konfiguration gerechnet, die wie man sehen wird dem Niveau bei  $E_x = 3191$  ( $I^\pi = 27/2^+$ ) zugeordnet wird. Dieses Niveau ist die  $I_{\max}^{-1}$  Kopplung und stellt einen ausgeprägten Yrast-Zustand dar.

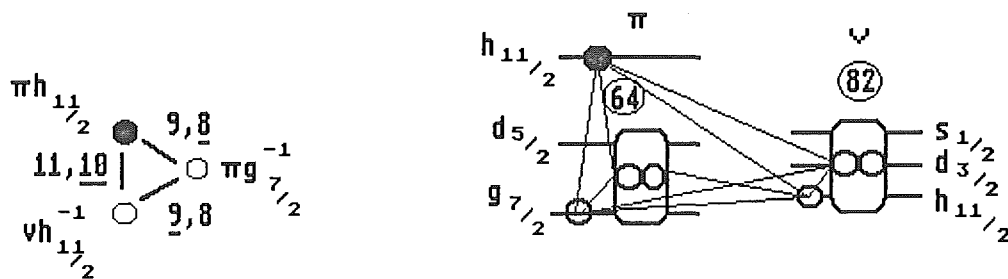


Fig. 6.8 : Schematische Darstellung der Kopplung (links) und des Einteichendiagramms (rechts) unter Berücksichtigung der beiden Lochpaare.

Die Nukleonen  $\pi h_{11/2}$ ,  $\nu h_{11/2}^{-1}$  koppeln nun vorzugsweise zu  $10^+$  da die  $11^+$  Teilchen-Loch-Kopplung stark repulsiv ist. Die Nukleonen  $\pi h_{11/2}$ ,  $\pi g_{7/2}^{-1}$  koppeln aus dem gleichen Grund vorzugsweise zu  $I^\pi = 8^-$ .

Für die Kopplung zum Gesamtspin  $27/2^+$  gibt es aus Gründen der Kombinatorik zwei Möglichkeiten, die sich im Ansatz analog zum Schema oben prinzipiell darstellen lassen:

$$E_{27/2}({}^{141}\text{Sm}) = E_{10^+} + E_{9^+} + E_{8^+} + E_{9^+} + E_{8^+} - h^- - h^+ - g + S$$

Da außerdem die Kopplung zu den beiden  $0^+$ -Paaren berücksichtigt werden muß, benötigt man für eine Rechnung mit diesem Ansatz Konfigurationen im  ${}^{140}\text{Pm}$  bzw.  ${}^{141}\text{Pm}$ , die nicht oder nur unzureichend bekannt sind. Dieser

muß also zu Gunsten eines anderen Ansatzes verworfen werden.

Der übliche Weg ist der , daß man eine komplizierte Konfiguration durch die "Addition" einfacherer Konfigurationen unter Subtraktion der Einteilchenenergien beschreibt . Möglich ist jedoch auch , die Konfiguration durch Addition der reinen Wechselwirkungen unter Addition der Einteilchenenergien zu beschreiben . Dies soll nun dargestellt werden . Als erstes werden nun die reinen Wechselwirkungen (unter Abzug der Einteilchenenergien) zwischen den Teilchen bzw. Loch-Zuständen gerechnet.

$$\begin{aligned}
 \text{W.W. } ( \pi h^{+1} \nu h^{-1} )_{10} &= E_{h^+h^-} - E_{h^+} - E_{h^-} + S \quad \begin{array}{c} 82 \\ +1-1 \\ -1+1 \end{array} \begin{array}{c} \text{Eu} \\ \text{Sm} \end{array} \\
 &= {}^{144}\text{Eu} - {}^{145}\text{Eu} - {}^{143}\text{Sm} + \\
 &= 1669 - 715 - 755 - 92 \\
 &= 106 \text{ keV}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{W.W. } ( \nu h^{-1} \pi g^{-1} )_9 &= E_{h^-g^-} - E_{h^+} - E_{g^-} + S \quad \begin{array}{c} 82 \\ -1+1 \\ +1-1 \end{array} \begin{array}{c} \text{Gd} \\ \text{Eu} \end{array} \\
 &= {}^{144}\text{Eu} - {}^{145}\text{Gd} - {}^{145}\text{Eu} + \\
 &= 1338 - 749 - 330 + 789 \\
 &= -530 \text{ keV}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{W.W. } ( \pi h^{+1} \pi g^{-1} )_9 &= E_{h^+g^-} - E_{h^+} - E_{g^-} + S \quad \begin{array}{c} 82 \\ -1 \\ 2 \\ -1 \end{array} \begin{array}{c} \text{Tb} \\ \text{Gd} \\ \text{Sm} \end{array} \\
 &= {}^{146}\text{Gd} - {}^{147}\text{Tb} - {}^{145}\text{Eu} + \\
 &= 3428 - 0 - 330 - 3473 \\
 &= -375 \text{ keV}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \text{W.W. } ( \pi h^{+1} \pi g^{-1} )_8 &= E_{h^+g^-} - E_{h^+} - E_{g^-} + S \quad \begin{array}{c} 82 \\ -1 \\ 2 \\ -1 \end{array} \begin{array}{c} \text{Tb} \\ \text{Gd} \\ \text{Sm} \end{array} \\
 &= {}^{146}\text{Gd} - {}^{147}\text{Tb} - {}^{145}\text{Eu} + \\
 &= 3294 - 0 - 330 - 3473 \\
 &= -511 \text{ keV}
 \end{aligned}$$

Nun werden die Wechselwirkungen mit den Lochpaaren berücksichtigt (Fig.

Wobei

bzw.

- 85 -

$$E_{27/2}(^{141}\text{Sm}) = E(11/2, ^{141}\text{Sm}) + WW(g^-h^-)_9 + WW(h^+h^-)_{10} + WW(h^+g^-)_{8,9}$$

$$176 \quad -530 \quad +106 \quad -443$$

$$+ \begin{array}{c} \text{h} \text{ (filled circle)} \\ \text{g}^- \text{ (open circle)} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \text{ (64)} \\ \text{---} \text{ (box)} \end{array} + \begin{array}{c} \text{h} \text{ (filled circle)} \\ \text{g}^- \text{ (open circle)} \end{array} \begin{array}{c} \text{---} \text{ (82)} \\ \text{---} \text{ (box)} \end{array} + g^-(^{145}\text{Eu}) + h^+(^{147}\text{Tb})$$

$$+32 \quad -82 \quad +330 \quad +0$$

$$+ S = 3191 \quad (\text{Exp} : 3015)$$

$$3473$$

Verfolgt man die Analyse an Hand der Fig.6.8 so stellt man fest, daß die Einteilchenenergien von  $\pi g_{7/2}^{-1}$  und  $\pi h_{11/2}^{+1}$  noch berücksichtigt werden müssen, wie es auch oben getan wurde.

Die Wechselwirkung  $WW (h^+ g^-)_{8,9}$  muß im Grunde für die Kopplung zu  $8^-$  und  $9^-$  getrennt abgehandelt werden. Beide Energien sind jedoch nur wenig voneinander verschieden. Rechnungen zur Drehimpulskombinatorik legen eine 50%- Mischung nahe, weshalb hier das arithmetische Mittel gewählt wurde. Wiederum ist die Übereinstimmung zwischen theoretischer Rechnung und dem Experiment gut.

Als letztes Beispiel wird nun eine  $v^{-1} \pi^{+2}$  Konfiguration gerechnet, der  $27/2^{+}$  Zustand ( $E_x = 3760$ ), dem die Konfiguration  $v h_{11/2}^{-1} \pi h_{11/2}^{+2}$  zugeordnet wird.

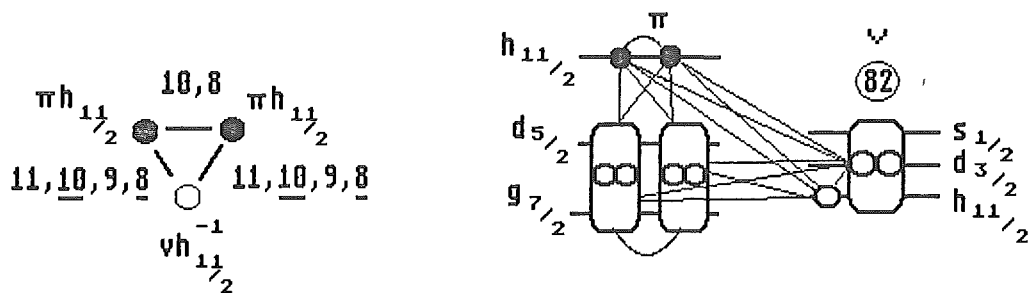


Fig. 6.9 : Darstellung der Konfiguration und des Einteilchendiagramms. Es sind insgesamt 3 Lochpaare vorhanden, deren Einfluss berücksichtigt werden

$$E_{27/2} = \begin{matrix} 29/38 & E_{10^+} & + & 9/38 & E_{8^+} & + & 29/19 & E_{10^+} & + & 9/19 & E_{8^+} \\ 142 \text{ Sm} & & & 142 \text{ Sm} & & & 144 \text{ Eu} & & & 144 \text{ Eu} & \\ h^+ h^+ & & & h^+ h^+ & & & h^+ h^- & & & h^+ h^- & \end{matrix} \quad (\text{Wechselwirkungen})$$

$$29/38 3825 + 9/38 3826 + 29/19 1669 + 9/19 1769$$

$$+ E_{11/2} - 2 E_{11/2} - 2 E_{11/2} - E_{0^+}$$

$$\begin{matrix} 143 \text{ Gd} & 145 \text{ Eu} & 145 \text{ Gd} & 144 \text{ Gd} \\ h^- & h^+ & h^- & 0^+ \end{matrix} \quad (\text{Einteilchenkor.})$$

$$+ 153 - 2 \cdot 716 - 2 \cdot 749 - 0$$

$$+ S$$

$$- 973$$

$$= 3461 \text{ keV}$$

$$S = \begin{matrix} & 79 & 82 \\ \begin{matrix} +1 & -1 & -2 & +2 \\ & & +2 & -2 \\ -1 & +1 & & \end{matrix} & \begin{matrix} \text{Gd} \\ \text{Eu} \\ \text{Sm} \end{matrix} \end{matrix} = -973$$

$$\text{Exp : } 3760 \text{ keV}$$

Die theoretische Energie ist hier 300 keV tiefer als die beobachtete. Falls jedoch der 3760 keV  $27/2^-$  Zustand der Yrast Zustand mit ungerader Parität ist, ist es trotzdem naheliegend, ihm die gerechnete Konfiguration zuzuordnen, da nur diese ein tiefliegendes  $27/2^-$  Niveau bilden kann. Die in diesem

Fall geringe Übereinstimmung von gerechneter und experimenteller Anregungsenergie könnte durch Polarisierungseffekte hervorgerufen sein, wie sie beim Vorhandensein von Protonen- und Neutronen- O<sup>+</sup>-Paaren erwartet werden und die in der Analyse nicht vollständig berücksichtigt sind.

Die Massen, die zur Berechnung der individuellen "Fenster" benutzt wurden, wurden der Literatur ( WAP 85 ) (BLO 83) entnommen.

Es wurden damit Beispiele gezeigt von quantitativen Schalenmodellanalysen für <sup>141</sup>Sm 3-Quasiteilchenanregungen der vier zu Beginn erwähnten Anregungstypen

$$\nu^{-3} \quad \pi^{+1}\pi^{-1}\nu^{-1} \quad \pi^{-2}\nu^{-1} \quad \nu^{-1}\pi^{+2}$$

wo sowohl Neutronen-Löcher wie Protonen-Teilchen oder Löcher beitragen.

Im Anschluß sollen nun die 5 Quasiteilchen-Niveaus abgehandelt werden, zu denen theoretische Rechnungen entweder nicht vorliegen oder hier nicht explizit erläutert werden. Theoretische Rechnungen legen für den 31/2-Zustand bei E<sub>x</sub> = 3973 keV eine 5 Quasiteilchen-Anregung der Konfiguration  $(\nu h_{11/2}^{-1} \pi h_{11/2} g_{7/2}^{-1})_{27/2} \times \nu_{2+}^{-2}$  nahe. Die aus Daten in den Nachbarkernen berechnete 31/2 - 27/2 Energiedifferenz beträgt 813 keV und ist somit in recht guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert von 782 keV, so daß

die vorgeschlagene Konfiguration als bestätigt betrachtet werden kann.

Für die Interpretation des 29/2 Zustandes bei E<sub>x</sub> = 3624 gibt es verschiedene Möglichkeiten. Zum einen kann es sich um die Konfiguration  $(\nu h_{11/2}^{-1} \pi h_{11/2} d_{5/2}^{-1})_{27/2} \times \nu_{2+}^{-2}$  oder  $(\nu h_{11/2}^{-1} \pi h_{11/2} g_{7/2}^{-1})_{29/2}$  handeln, zum anderen besteht rein grundsätzlich auch die Möglichkeit der Kopplung  $(\nu h_{11/2}^{-1} \pi h_{11/2}^{+1} g_{7/2}^{-1})_{27/2} \times \nu_{2+}^{-2}$  ( ΔI=1 ) die jedoch recht unwahrscheinlich ist. Die Entscheidung, welcher dieser Zustände nun vorliegt ist nicht ohne

weiteres möglich.

Bei den Niveaus bei  $E_x = 2823$  keV ( $23/2^+$ ) und  $2977$  keV ( $25/2^+$ ) handelt es sich um  $\nu^{-1}\pi^{+1}\pi^{-1}$  Anregungen. Es ist aber nicht eindeutig zu klären, ob das Protonloch  $\pi^{-1}$  einen  $g_{7/2}^{-1}$  oder  $d_{5/2}^{-1}$  Charakter hat. Rechnungen mit Schiffer-True Zwei-Nukleonen Matrixelementen bevorzugen eine  $\nu h_{11/2}^{-1}\pi h_{11/2}^{-1}d_{5/2}^{-1}$  Konfigurationszuordnung für die beiden Niveaus.

Die Kopplung eines  $\nu h_{11/2}^{-1}$  Lochs an den  $5^-$  bzw.  $7^-$  -Zustand im  $^{142}\text{Sm}$  führt zu einem respektive zwei möglichen  $19/2^+$  Zuständen. Der zur  $5^-$  -Kopplung korrespondierende Zustand ist geringfügig attraktiv, während die zur  $7^-$  -Kopplung korrespondierenden Zustände keine Attraktion zeigen. Die beiden letzten Zustände sollten oberhalb von dem schon zugeordneten  $2641$  keV Zustand ( Theorie :  $2538$  keV ) liegen. Der Zustand mit  $I^\pi = 19/2^+$  bei  $E_x = 2564$  keV ist somit von der Struktur  $\nu h_{11/2}^{-2}s_{1/2}^{-1}$ . Die Charakterisierung des  $21/2^+$  Zustandes bei  $E_x = 2723$  keV ist wiederum nicht so einfach, es kann sich hier um einen  $s_{1/2}^{-1}$  oder  $d_{3/2}^{-1}$  Zustand handeln. Wahrscheinlich ist hier jedoch eine Mischung der beiden Konfigurationen vertreten, wie in Fig. 6.3 angedeutet.

Von den hochliegenden Negativ-Paritätszuständen wurde das  $27/2^-$  Niveau bei  $3760$  keV bereits vorher als  $(\nu h_{11/2}^{-1}\pi h_{11/2}^2) I_{\max-2}$  charakterisiert. Die Niveaus oberhalb

sind wahrscheinlich den  $I_{\max-1}$  und  $I_{\max}$  Kopplungen zuzuordnen, wobei jedoch klar ist, daß der  $33/2^-$  -Zustand ein 5 Quasiteilchen -Zustand sein muß. Die Niveaus unterhalb  $E_x = 3760$  sind von den Drehimpulsen her alle als  $\pi h_{11/2}^2 \nu h_{11/2}^{-1}$  interpretierbar. Es gibt jedoch sehr viele Kopplungsmöglichkeiten, so daß diese Zustände einer quantitativen Analyse nicht zugänglich sind. Lediglich der  $I^\pi = 23/2^-$  - Zustand bei  $3318$  keV ist qualitativ als die  $\nu h_{11/2}^{-1} \times 6_2^+$  ( $^{142}\text{Sm}$ ) - Kopplung interpretierbar, die auch in diesem Kern ausschließlich durch E2 auf  $4^+$  zerfällt. Eine detailliertere Interpretation ist jedoch nicht ohne weiteres möglich, da auch die Struktur des  $6_2^+$  Niveaus im  $^{142}\text{Sm}$  nicht einwandfrei angegeben werden kann, jedoch müssen in beiden Kernen die entsprechenden Zustände signifikante  $h_{11/2}^-$  Anteile enthalten.

Die theoretischen Rechnungen die teilweise auch demonstriert wurden, zeigen eine hervorragende Übereinstimmung mit den experimentellen Werten . Darüberhinaus ist in den meisten Fällen eine eindeutige Interpretation der Niveaus möglich. Daher kann die Schlußfolgerung gezogen werden , daß die Hochspinzustände im  $^{141}\text{Sm}$  sehr zufriedenstellend im Rahmen des empirischen Schalenmodells interpretiert werden können.

Insbesondere sind die Wechselwirkungen mit den  $0^+$ - Paaren sehr gut verstanden und auch bei den theoretischen Rechnungen quantitativ erfaßbar .



## Literaturverzeichnis

- BAC (78) H. Backe, L. Handschug, F. Hessberger, E. Kakeleit, L. Richter,  
F. Weik, R. Willwater, H. Bokemeyer, P. Vincent, Y. Nakayama  
Phys. Rev. Lett. 40, 1443 (1978)
- BAC (80) H. Backe Habilitationsschrift Technische Hochschule Darmstadt  
Mai 1980
- BAR (88) R. Barden  
Dissertation , Joh. Gutenberg-Universität Mainz ( 1988 )
- BLO (83) J. Blomqvist , P. Kleinheinz , P.J. Daly  
Z. Phys. A. Atom and Nuclei 312 , 27-41 ( 1983 )
- BRO (79) R. Broda , M. Behar , P. Kleinheinz , P.J. Daly , J. Blomqvist  
Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 293, 135 ( 1979 )
- CON (84) C. Conci , Ph.D. Thesis  
IKP-KFA Jülich , ISSN 03443-7639
- CRY (79) Manual zum Solenoiden,  
CRYOGENIC CONSULTANTS LIMITED , 1979
- DAL (80) P.J. Daly , P. Kleinheinz , R. Broda , S. Lunardi , H. Backe  
J. Blomqvist  
Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 298, 173 ( 1980 )
- DES (81) I. Deslauriers , S.C. Gujrathi , S.K. Mark  
Z. Phys. A-Atoms and Nuclei 303 , 151 - 160 ( 1981 )
- FOL (74) F. Folkmann , I. Borggreen , A. Kyeldgaard  
Nucl. Instr. a. Meth. 119, 117 ( 1974 )
- FUN (76) L. Funke , W.B. Fromm , H.J. Keller , R. Arlt , P.M. Gropytsch  
Nucl. Phys. A 274 ( 1976 ) 61 - 84
- EPP (72) R.E. Eppley , R.R. Todd , R.A. Worner , Win.C. Mc.Harris  
Phys. Rev. C. Vol. 5 , No. 3, 1084, 1972
- ERC (80) A. Ercan , R. Broda , M. Piiparinen , Y. Nagai , R. Pengo  
P. Kleinheinz  
Z. Phys. A- Atoms and Nuclei 295 , 197-198 ( 1980 )

- ERC (82) Ali Ercan  
Dissertation Universität zu Köln , 1982
- GAR (73) J.D. Garcia , R.J. Fortner , T.M. Kavanagh  
Rev. Mod. Phys. Vol. 45, No. 2 , part 1 ( 1973 ) 111
- GEE (75) L.E. de Geer , A. Korek  
Nucl. Phys. A 246 ( 1975 ) 104 - 116
- GUT (84) M. Guttormsen , H. Hübel , A. v. Grumbkow , Y.K. Agarwal ,  
I. Recht , K.H. Maier , H. Kluge , A. May  
Nucl. Instr. and Meth. 227 (1984) 489-498
- HAG (68) R.S. Hager , E.C. Seltzer  
Nuclear Data A4 367-641 ( 1968 )
- JB1 (88) Jahresbericht KFA IKP 1988
- KAM (78) D. Kamke  
Lehrbuch , Vieweg 1978
- KAN (88) I. Kantele  
University of Jyväskylä, Preprint No. 11/1988
- KLE (79) P. Kleinheinz  
Proc. ASHPIN, Argonne, 1979, ANL/PHY-79-4, p.125
- KLE1 (79) P. Kleinheinz , R. Broda , P.J. Daly , S. Lunardi , M. Ogawa  
J. Blomqvist  
Z. Phys. A 290, 279 ( 1979 )
- KOW (74) I. Kownacki , I. Ludziejewski , Z. Sujowski  
Nucl. Phys. A 236 ( 1974 ) 125-157
- LAC (85) Malgorzata Lach  
Promotionsarbeit , Krakau/Jülich 1985
- LAG (88) J.M. Lagrange , M. Pautrat , J.S. Dionisio , C. View ,  
J. Vanhoorenbeek  
Nucl. Instr. a. Meth. A271 ( 1988 ) 527 - 542
- LED (78) C.M.Lederer and V.S. Shirley  
Table of Isotops , 7 th Edn.  
New York - Wiley and Sons ( 1979 )

- MAT (74) E. Der Mateosian and A.W. Sunyar  
Atomic Data and Nuclear Data Tables 13 , 391-406 ( 1974 )
- MOR (76) H. Morinaga , T. Yamazaki  
In Beam  $\gamma$ -Ray-Spektroskopie ( 1976 )  
North Holland Publishing Company  
Amsterdam-New York-Oxford
- MÜL (80) M. Müller-Veggian , H. Beuscher , D.R. Haenni , R.M. Lieder ,  
A. Neskakis , C. Mayer-Böricke  
Nucl. Phys. A 344 ( 1980 ) 89 - 108
- MÜL (88) M. Müller-Veggian , K. Zuber , H. Guven , G. de Angilis  
I. Styczen , M. Lach , G. Hebbinghaus , P. Kleinheinz  
Short Note Z. Phys. A- Atoms and Nuclei 330, 343-344 ( 1988 )
- OGA (78) M. Ogawa , R. Broda , K. Zell , P.J. Daly , P. Kleinheinz  
Phys. Rev. Lett. 41 ( 1978 )
- PAS (85) A. Passoja Preprint No. 5/1985  
Department of Physics , University of Jyväskylä
- PII (80) M. Piiparinen, M. Kortelahti, A. Pakkanen, T. Komppen , R. Komu  
Nucl. Phys. A 342 ( 1980 ) 57 - 70
- PII (81) M. Piiparinen, R. Pengo, Y. Nagai, E. Hammaren , P. Kleinheinz  
N. Roy , L. Carlen , H. Ryde , Th. Lindblad , A. Johnson ,  
S.A. Hjorth , J. Blomqvist  
Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 300, 133 ( 1981 )
- PRA (80) H. Prade , L. Käubler , U. Hagemann , H.U. Jäger ,  
M. Kirchbach , L. Schneider , F. Stary  
Nucl. Phys. A 333 ( 1980 ) 33 - 66
- RAS (53) J.O. Rasmussen , S.G. Thompson , A. Ghiorso  
Phys. Rev. 89, 33 ( 1953 )
- RÖS (78) F. Rösler , M.M. Fries , K. Alder , M.C. Pauli  
Atomic Data and Nuclei Data Tables 21, 91-289 ( 1978 )
- SAM (88) Programm SAMURAI KFA-IKP 1988 H.J. Hahn

- SCH1 (76) W. Scheck  
Dissertation , Techn. Univ. München
- SCH2 (83) J.P. Schapiru , F. Azaiez , S. Fontier , S. Gales , E. Hourani ,  
J. Kumpulainen , J.M. Maison  
Preprint IPNO-BRE-8332
- SCH3 (84) Glenn G. Colvin and K. Schreckenbach  
Nucl. Instr. a. Meth. 228 ( 1985 ) 365-368
- SEI (89) F. Seiffert  
CASCADE Rechnungen , Universität zu Köln , IKP
- SHA (63) A. de Ahalit and I. Talmi  
Nuclear Shell Theory  
New York and London Academic Press 1963
- SIE (66) Kai Siegbahn Alpha-Beta- and Gamma-Ray-Spectroscopy  
North Holland Publishing Company Amsterdam 1966, Vol. 1
- SPE (81) Programm SPEC Mardy Kornardi KFA-IKP 1988
- STÖ (84) W. Stöffel , E. A. Henry  
Nucl. Instr. a. Meth. 227 ( 1984 ) 77 - 86
- SUN (88) X. Sun , U. Rosengard , H. Grawe , H. Hans , H. Kluge ,  
A. Kahuert , K.H. Maier  
Preprint HMI-P 1988/22 HF
- WAP (77) A.H. Wapstra and K. Bos  
Atomic Data and Nuclei Data Tables 1977
- WAP (85) A.H. Wapstra , G. Audi  
The 1983 atomic mass evaluation , Nucl. Phys. A 432 ( 1985 )
- WES (83) H.I. West , Ir. LLNL Livermore , CA 94550  
UCRL - 89744 Preprint
- WIL (80) J. Wilson , S.R. Faber , P.J. Daly , I. Ahmad , J. Borggreen ,  
P. Chowdhury T.L. Khoo , R.D. Lawson , R.K. Smither ,  
J. Blomqvist  
Z. Phys. A - Atoms and Nuclei , 298, 185 ( 1980 )

Verwendete Grundzustandsmassen für die theoretischen Rechnungen:

79	80	81	82	
			-70716(18)	Tb
-68141	-71790	-72950(50)	-76095(5)	Gd
		-75645(21)	-78001(4)	Eu
-75942(13)	-78986(16)	-79526(11)	-81974(4)	Sm



WAP (85) A.H. Wapstra , G. Audi

The 1983 atomic mass evaluation , Nucl. Phys. A 432 ( 1985 )



BLO (83) J. Blomqvist , P. Kleinheinz , P.J. Daly

Z. Phys. A. Atom and Nuclei 312 , 27-41 ( 1983 )



Bisher nicht gemessene Massen .

Es werden aus gemessenen Anregungsenergien abgeleitete theoretische Werte benutzt.

Verwendete Literaturstellen für die Energien der Niveaus:

- <sup>142</sup>Sm Malgorzata Lach  
Promotionsarbeit , Krakau/Jülich 1985
- <sup>143</sup>Sm L. K. Peker Nucl. Data Sheets 48 (1986) 753
- <sup>144</sup>Sm R. Pengo, S. Lunardi, R. Tischler, Y. Nagai, R. Broda, P. Kleinheinz  
Proc. ASHPIN, Argonne, 1979 ANL/PHY-79-4, p. 385
- <sup>143</sup>Gd K. Zuber, M. Lach, D. Wahner KFA-IKP  
Veröffentlichung ca. Juli 1989
- <sup>144</sup>Gd M. Lach, J. Styczen, R. Julin, M. Piiparinen, H. Beuscher,  
P. Kleinheinz  
Z. Phys. A Atoms and Nuclei 319, 235-236
- <sup>145</sup>Gd A. Pakkanen, J. Muhonen M. Piirarinen  
Nucl. Phys. A 373 (1982) 237-255

- $^{146}\text{Gd}$  P. Kleinheinz, R. Broda, P. J. Daly, J. Blomquist  
Z. Phys. A – Atoms and Nuclei 293, 135 (1979)
- $^{144}\text{Eu}$  L. Funke, W. D. Fromm, H. J. Keller  
Nucl. Phys. A 274 (1976) 61-84  
D. R. Haenni, H. Beuscher, B. Bochev, T. Kutsarova, T. Morek  
M. Müller-Veggian, A. Neskakis and C. Mayer-Böricke
- $^{145}\text{Eu}$  D. Bazzacco, A. M. I. Haque, K. O. Zell, P. von Brentano  
Phys. Rev. C 21 (1980) 222
- $^{147}\text{Tb}$  J. Styczen, M. Piiparinen, Y. Nagai, P. Kleinheinz  
D. Bazzacco, J. Eberth, J. Blomquist  
Z. Phys. A Atoms and Nuclei 312 149-154

## **Danksagung**

Herrn Prof. Dr. O. W. B. Schult danke ich für die großzügige Förderung dieser Arbeit und die hervorragenden Arbeitsbedingungen an seinem Institut.

Herrn P. Kleinheinz möchte ich danken, für die Stunden, in denen ich von Ihm lernen durfte.

Den Gruppenmitgliedern G. de Angelis, W. Meczynski, R. Menegazo, M. Lach, J. Styczen, D. Wahner, und H. Guven gebürt mein Dank für die Unterstützung bei den recht aufreibenden Strahlzeiten, die teilweise auch körperlichen Einsatz erforderten.

Herrn A. Ercan danke ich herzlich für seine Unterstützung bei der Durchführung von Messungen und der Lösung von existentiellen Fragen.

Ich möchte insbesondere auch Herrn P. Wieder Dank sagen für die konstruktive und technische Unterstützung beim Aufbau des Spektrometers.

Den Herren M. Karnardi, R. Nellen und K. H. Watzlawik danke ich für ihre Einsatzbereitschaft bei der Beseitigung von Problemen mit der Datenverarbeitungsanlage.

